



Apport de l'océanographie opérationnelle à l'amélioration de la prévision de dérive océanique dans le cadre d'opérations de recherche et de sauvetage en mer et de lutte contre les pollutions marines

Stephane Law-Chune

► To cite this version:

Stephane Law-Chune. Apport de l'océanographie opérationnelle à l'amélioration de la prévision de dérive océanique dans le cadre d'opérations de recherche et de sauvetage en mer et de lutte contre les pollutions marines. Océanographie. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2012. Français. NNT : . tel-00838293

HAL Id: tel-00838293

<https://theses.hal.science/tel-00838293>

Submitted on 25 Jun 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse III, Paul Sabatier

Discipline ou spécialité : *Océanographie Physique*

Présentée et soutenue par *LAW-CHUNE Stéphane*

Le *15 février 2012*

Titre : Apport de l'océanographie opérationnelle à l'amélioration de la prévision de dérive océanique dans le cadre d'opérations de recherche et de sauvetage en mer et de lutte contre les pollutions marines

JURY

Isabelle Dadou (Professeur UPS, LEGOS, Toulouse), Présidente
Fabrice Ardhuin (HDR, Ifremer-SHOM, Brest), Rapporteur
Bruno Blanke (Scientifique Senior, LPO, Brest), Rapporteur
Anne Molcard (Professeur, LSEET, Toulon), Rapporteur
Valérie Quiniou-Ramus (Ingénieur, Total, Paris), Examinatrice

Ecole doctorale : *SDU2E Océan, Atmosphère et Surfaces Continentales*

Unité de recherche : *Mercator-Océan/LEGOS CNRS/Météo-France*

Directeur(s) de Thèse :

Yann Drillet (Ingénieur, Mercator-Océan, Toulouse)
Pierre De Mey (DR, LEGOS CNRS, Toulouse)
Pierre Daniel (Ingénieur, Météo-France, Toulouse)

THÈSE DE DOCTORAT

UNIVERSITÉ TOULOUSE III - PAUL SABATIER

Présentée et soutenue par

STÉPHANE LAW-CHUNE

le 15 février 2012

Apport de l'océanographie opérationnelle à l'amélioration de la prévision de la dérive océanique dans le cadre d'opérations de recherche et de sauvetage en mer et de lutte contre les pollutions marines

sous la direction de :

Yann DRILLET (Mercator-Océan, Toulouse)

Pierre DE MEY (LEGOS, Toulouse)

Pierre DANIEL (Météo-France, Toulouse)

Composition du Jury

Président : Isabelle DADOU (Professeur, UPS, LEGOS, Toulouse)

Rapporteurs : Fabrice ARDHUIN (HDR, Ifremer-SHOM, Brest)

Bruno BLANKE (Scientifique Senior, LPO, Brest)

Anne MOLCARD (Professeur, LSEET, Toulon)

Examinatrice : Valérie QUINIOU-RAMUS (Ingénieur, TOTAL, Paris)

Thèse préparée au sein de Mercator-Océan, dans l'équipe Modélisation Régionale et R&D, à Toulouse.



Résumé

La plupart des opérations de secours en mer s'appuient aujourd'hui sur des prévisions numériques opérationnelles afin de coordonner les moyens d'action et de cibler les zones d'intervention prioritaires. Pour des cas de pollution marine ou pour la recherche d'objets dérivants, des modèles de trajectoire spécifiques existent et permettent d'élaborer des scénarii plus ou moins réalistes à partir de courants modélisés. La fiabilité de ces systèmes est en grande partie conditionnée par la qualité de ces courants prévus et utilisés.

Ce travail de thèse s'intéresse à la modélisation des processus océaniques qui modifient les propriétés advectives du courant, en particulier à proximité de la surface, où les vitesses sont les plus fortes, et où des structures de fine échelle liées aux interactions avec l'atmosphère et à des processus turbulents en complexifient l'estimation.

La méthodologie adoptée est la classique confrontation modèle-observation pour deux cas d'étude distincts, l'un en Méditerranée occidentale (hiver 2007) et l'autre en Atlantique Est-Équatorial près de l'embouchure du Congo (printemps 2008). À partir d'outils numériques dérivés de l'opérationnel, il est tenté de reproduire des trajectoires réelles de flotteurs de surface en réalisant diverses études de sensibilité.

Les prévisions de courant sont générées à partir de configurations régionales à haute résolution basées sur le code d'océan NEMO. Le logiciel Ariane (B. Blanke, 1997) utilise les propriétés de surface du courant, alors que le modèle d'hydrocarbure Mothy (Météo France) utilise une extraction en profondeur afin de compléter sa modélisation interne de l'océan en réponse aux changements rapides du forçage atmosphérique. Cette étude cible des échelles de prévisions de quelques heures à trois jours au maximum (échéance typique demandée en cas de crise). Les tests ciblent la résolution horizontale, l'impact des paramétrisations sur les forçages et la représentation des processus physiques, en particulier ceux rencontrés par les bouées, comme par exemple le panache du fleuve Congo en Angola.

Les résultats suggèrent que l'augmentation de la résolution n'est pas forcément un synonyme de bénéfice pour les prévisions de dérive, ceci à cause d'une génération importante de structures océaniques à petite échelle dans le modèle. Celles-ci sont souvent mal positionnées et mal phasées dans le temps. En Méditerranée, la reproduction du transport moyen au niveau de la pente (modulée au premier ordre par le courant Liguro-Provençal) est satisfaisant, mais une des difficultés provient d'une forte activité tourbillonnaire présente le long des côtes catalanes. Les vents hivernaux impactent également les bouées dérivant plus au large. En Angola, les bouées (2) voyagent près de la côte et sont soumises à une circulation côtière complexe et modulée par la présence du panache du Congo, d'ondes piégées à la côte et de rapides bascules de vent. Dans cette région, les résultats sont également sensibles à la profondeur à laquelle on introduit le forçage par le courant de par la présence de sous-courants.

Abstract

Contribution of operational oceanography to drift forecast for search and rescue operations and marine pollution response.

Nowadays, many authorities in charge of rescue-at-sea operations lean on operational oceanography products to outline research perimeters. Moreover, current fields estimated with sophisticated ocean forecasting systems can be used as input data for oil spill/ drifting object fate models. This emphasizes the necessity of an accurate sea state forecast, with a mastered level of reliability.

This Ph.D. Thesis focuses on the issues inherent to drift modelling, dealing in the first place with several aspects in the estimation of the oceanic current field. For that purpose, benchmarked drift scenarios were set up from real surface drifters data collected in the Mediterranean sea and off the coasts of Angola. The idea is to generate series of current fields of different qualities (i.e. with different modelling options or physical processes) and then to assess them in term of drifting predictability.

Oceanic configurations with regional improvements and nested into Mercator 1/12° operational system and based on the NEMO 2.3 code are designed to perform ocean predictions. The drift forecasts are computed offline with two particles fate models: MOTHY (Météo-France's oil spill crisis response system) and Ariane (B. Blanke, 1997). The use of these softwares gives two different approaches. In the first one, an extraction of the current in depth is used as background of the one computed by MOTHY, which describes precisely the mixed layer vertical profile in response to local wind and pressure. With regard to Ariane, surface currents are used directly to assess the modeling of surface processes in our oceanic configurations.

Previous studies showed that meso-scale features and high frequency processes have a strong contribution in the oceanic Lagrangian predictability. We were therefore particularly interested in the impact of the horizontal resolution, the vertical mixing, the atmospheric forcing frequency and other physical processes relevant for the oceanic drift like tides. Time and space scales that we focus on are about 72h forecasts. This covers typical forecast periods in crisis situation, for final distance errors of a few dozen of km (acceptable for reconnaissance by aircrafts).

Results suggest that the effect of the wind and the control of meso-scale through the resolution are of primary importance for drift applications in the Mediterranean sea. Physical processes related to winter winds like the Stokes drift and windage also impact the buoys path offshore. Concerning the Angola scenario, complex oceanic features like the influence of the Congo river's plume and the fast reversal of coastal currents, likely due to tropical waves, were studied. In this region, the vertical level of the current extraction is very sensitive because of undercurrents.

Remerciements

Les remerciements ont et auront toujours une place particulière dans un travail de thèse. Ultime effort épistolaire délivrant l'étudiant d'innombrables heures d'une frappe souvent kilométrique, incessamment remaniée par une profonde macération d'idées, de réorganisations, compressions, et corrections impitoyables¹, cette section marque la fin d'un objectif personnel de presque trois ans et demi. L'enjeu de ces premières (dernières ?) pages est de taille pour son auteur, puisqu'il s'agit de l'unique moment où il est possible de rendre, un peu à la manière d'un générique de film, la place qu'est la leur aux personnes ayant tiré de près ou de loin les ficelles de ses humeurs, de sa motivation, et de son bien-être professionnel et personnel. J'ose espérer que je n'oublierai personne, car avec le recul que je peux avoir aujourd'hui, *cela ne s'est pas fait tout seul...*, au sens propre comme au sens figuré.

Comme le veut la tradition, je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde reconnaissance aux membres de mon jury. Grand merci à Bruno Blanke, Anne Molcard et Fabrice Ardhuin d'avoir accepté de prendre connaissance de mes travaux et de bien avoir voulu les évaluer sous l'angle de leur expertise scientifique aiguisée, appliquée et didactique, tout ceci malgré une remise de manuscrit tardive peu avant les fêtes de fin d'année². Je remercie Valérie Quiniou-Ramus pour l'intérêt qu'elle a témoigné à cette thèse et pour avoir suivi sans faux-bonds mes timides avancées lors de nos, toujours instructives, visio-conférences sur le cas d'étude en Angola. Merci à Isabelle Dadou pour m'avoir fait l'honneur de présider cette soutenance et d'avoir su y insuffler une atmosphère aussi détendue qu'académique.

Mes plus profonds, entiers et sincères remerciements iront sans détours à mon encadrant principal, Yann Drillet. Merci à toi, Yann, pour ton implication qui ne s'est jamais tarie durant ces années (bien au contraire). La tranquille confiance dont tu m'as témoigné a été un vrai moteur pour m'amener au bout de ce travail : toujours rassurant, toujours compréhensif et toujours cet incroyable don à trouver des idées pour m'aider à retrouver mon chemin sur des voies, qui me semblaient, parfois, labyrinthiques. J'ai appris à tes côtés, au final, bien plus que quelques notions relatives à l'océanographie, et j'espère me rappeler de tout ceci lorsque l'adversité se fera à nouveau sentir. Mille mercis.

Pierre De Mey a été d'une aide plus qu'indispensable durant ce travail, surtout au cours de ma dernière année de thèse. Son expérience, ses immenses connaissances et sa lucidité ont été un garde-fou imparable pour garder ce travail sur des rails scientifiques

1. Le tout en parallèle d'acrobaties éditoriales particulièrement capricieuses et d'une intoxication au café avérée, je confirme.

2. «Entre le foie gras et la buche» ...encore désolé Fabrice.

solides. Grand merci Pierre, pour ta présence très rassurante, particulièrement dans les instants les plus « épiques » de cette thèse³. J’ai appris à apprécier l’extrême sympathie du personnage et de son humour.

Merci à l’inaltérable Pierre Daniel pour m’avoir donné la chance de travailler sur ce sujet passionnant et suivi tout au long de ces années avec assiduité. Merci, Pierre, pour ta confiance et pour la liberté que tu m’as accordée dans l’entreprise de ces travaux.

J’ai eu l’immense honneur d’avoir été le premier étudiant à signer une thèse à Mercator-Océan. J’en tire une satisfaction et une fierté particulière, et mes remerciements suivants iront à cette grande famille auprès de laquelle j’ai beaucoup appris.

Pouce levé vers Jérôme Chanut, aussi bien pour son influence et ses explications scientifiques salvatrices, que pour ses fréquents encouragements et sa grande entreprise de perfectionnement dans la parodie de l’accent réunionnais⁴. Grande tape dans le dos de Guillaume Reffray pour m’avoir si souvent, avec une répartie proverbiale et un enthousiasme (de toulonnais) inimitables, aidé sur les nombreux problèmes technico-scientifiques rencontrés avec NEMO et autres. Merci au grand maître SIREN, Julien Paul, pour une multitude d’interactions en tout genre qui m’ont beaucoup fait avancer. Énormes remerciements à Edmée Durand pour m’avoir laissé habiter son bureau pendant près de deux ans et pour ses préoccupations et attentions permanentes⁵. Grand merci à Fabrice Hernandez pour sa présence stimulante au cours de ces années et particulièrement pour m’avoir mis le pied à l’étrier concernant mon plan de thèse. Merci à Eric Greiner pour le partage de bon nombre de ses outils en parallèle de discussions toujours très intéressantes.

Chaleureux remerciements à Bruno Levier, Sylvain Cailleau, Marie (wonder-woman) Drevillon, Charly Reigner, Clément Bricaud, Romain Bourdallé-Badie, Olivier Legaloudec, Jean-Michel Lelouche, Gilles Garric, Abdelali El Moussaoui, Nicolas Ferry, Benoit Tranchant, Charles-Emmanuel Testut, Laurent Parent, Lucas Nouel, Matthieu Clavier, Elisabeth Remy et à l’ensemble de l’équipe R&D de Mercator-Océan, pour leur bienveillance et leur bonne humeur. Grand merci à Eric Dombrowsky pour ses nombreux encouragements. Merci à Marc Tressol pour son avis précieux sur de petits (mais importants) sujets quotidiens, ainsi qu’aux mét-ocs Cedric Giordan et Véronique Landes, à Geneviève Chabot, Laurence Crosnier et Dominique Obaton.

Grand merci à la sympathique équipe info de Mercator-Océan. À Matthieu Peltier et Carine Castillon pour m’avoir toujours rapidement sorti des incommodités informatiques dans lesquelles je me suis souvent empêtré. À Mondher Chekki pour les interminables forfaits de débogage dont il m’a fait grâce et pour son précieux tiroir casse-croûte. Au proluxe Bertrand Ferret pour avoir sauvé mon ordinateur portable à de nombreuses reprises, en plus de ses conseils avisés sur des sujets aussi vastes que le monde du travail, l’économie, la politique et la gente féminine⁶.

Un clin d’œil tout particulier à Cécile Thomas-Courcoux pour son extrême et touchante gentillesse. Merci à Lydie Marty, Elisabeth Louw et Laetitia Mayeur pour m’avoir toujours

3. Preuve photo-smartphonnée à l’appui à 4h du mat’.

4. WooooOOOoo, faudw’a beaucoup tw’awailer maintenant que ch’wi dowcteuw pas wai ?!

5. Manger est redevenu une préoccupation de premier ordre, ne t’en fais plus.

6. Cela me servira encore et toujours...

gardé à flot administrativement. Enfin, Grand Merci à Pierre Bahurel, qui dirige tout ce beau monde avec brio, pour ses paroles toujours très réconfortantes.

Merci à Jonathan Beuvier, compagnon de galère pendant la dernière année à Mercator, pour ses encouragements, à Sandrine Mulet, Pierre Prandi et Charles Desportes pour cette géniale summer-school/road-trip en Australie et aux différents stagiaires-thésards-post-docs étant passés par Mercator-Océan ces dernières années : Cyrille, Mélanie, Giovanni, Floriane, Lionel, Fabien, Aude, Zacharia et tant d'autres.

Je voudrais également témoigner à Joël Poitevin et à Denis Paradis ma sincère gratitude pour m'avoir donné leur appui en de nombreuses circonstances (profondément désolé pour les dates de soutenance tardives). Merci à Météo-France et à la Région Midi-Pyrénées pour le financement de cette thèse, et à Mercator-Océan et au Legos pour la prise en charge de mes missions.

Une pensée particulière à mes anciens professeurs de l'université de la Réunion, Fabrice Chane-Ming, Serge Baldy et Jean Leveau, qui aux travers de leurs cours et de leurs contacts, ont été les premiers à m'insuffler le goût de la mécanique des fluides.

L'équilibre entre vie personnelle et professionnelle est une notion somme toute chaotique dans la vie d'un thésard. Je m'en excuse publiquement auprès des personnes suivantes :

High-five à Nicolas Turner (et à sa forme démoniaque post-éthylque nommée Burner) et à Eliott Barbatrous (le plombier, moniteur d'ULM, isolateur thermique, joueur de poker professionnel, jardinier, et enfin chômeur, le plus talentueux de sa génération) pour avoir été comme des frères d'adoption pendant ces années toulousaines. Merci d'avoir supporté mes états d'âmes sans jamais vous plaindre (à peu de choses près...), et d'avoir toujours répondu présents quand le besoin d'une bière se faisait sentir⁷.

Clins d'œil trans-océaniques à quelques un de mes vieux amis de la Réunion : Matthieu Dijoux (NIAAAH!), Vincent et Emma Viau, Christophe Boyer, HuetO et HuetR. Merci à Julio Chimot, Gaëlle Herbert, Thomas Bouinot, Vincent Vionnet, Simon Pasquet, Lydie Lescarmontier, Selim "Couscous" El-Maki, Romain Dago, et tant d'autres fréquentés sur les bancs de la fac ou des bars toulousains. Merci aux personnes ayant partagé l'amour de la musique et quelques scènes avec moi, spécialement Lucas Fonquerne, Maël Burgy et Julie Stérique. Merci aux guitares Gibson, Fender et Ibanez, ainsi qu'à mon artiste préféré de toujours, Paul Gilbert, dont la musique m'a (vraiment) beaucoup apporté.

Un merci infini à mes parents, qui m'ont énormément donné et toujours soutenu dans chacune de mes décisions, même si celles-ci n'étaient pas toujours celles qu'ils attendaient. Merci à mon père pour m'avoir montré l'importance de l'effort et du travail bien fait⁸. Merci à ma mère pour son amour indéfectible. Sans trait d'esprit, rien de tout cela n'aurait été possible sans vous. J'ai eu et j'ai beaucoup de chance de vous avoir tous les deux. Merci à *ma sor*, Valérie. Que tu sois sûre de mes pensées, même si "le tourbillon de la vie" me fait un peu trop souvent oublier le téléphone. Et puis merci d'avoir corrigé les premières fautes(s) du manuscrit....

7. Il faut savoir relâcher la pression (huhu).

8. Super pot de thèse ! Tout le monde sera d'accord.

J'aimerais terminer ces remerciements par la personne ayant partagé cette expérience rédactionnelle « coté maison ». Je ne saurai jamais comment te remercier Anne pour ta patience, ton soutien, ton aide et ton réconfort. C'était une belle preuve d'amour que tu m'as faite, et j'espère m'en montrer digne dans un futur où plus rien d'autre ne passera avant. Du fond du cœur, le plus grand des mercis à toi.

Table des matières

Abstract	1
1 Introduction	1
1.1 Contexte de la thèse	2
1.2 Motivation des travaux et cadre de l'étude	3
1.3 Questions et problématiques abordées	4
1.4 Outils et approches	5
1.5 Plan du manuscrit	6
2 Thématique générale	7
2.1 Réflexion sur les enjeux liés à la maîtrise des prévisions de dérive en milieu océanique	9
2.1.1 La lutte contre les polluants marins et les marées noires	9
2.1.2 Le sauvetage en mer et la sécurisation de l'espace maritime	12
2.1.3 Le suivi des macro-déchets et la compréhension des écosystèmes marins	14
2.1.4 Les réponses offertes par les modèles numériques de prévision de dérive océanique	16
2.2 Comportement d'un polluant en milieu marin	19
2.3 Océan superficiel et processus dynamiques générant des vitesses de surface .	21
2.4 Approche typique de modélisation pour la dérive océanique	24
2.4.1 La modélisation lagrangienne de type transport de particule	24
2.4.2 La modélisation de la turbulence lagrangienne	25
2.5 Historique de la dérive océanique et systèmes prévisionnels modernes	28
2.5.1 L'évolution des prévisions aux cours de ces dernières années	28
2.5.2 L'exemple d'un système opérationnel moderne : Met.no, Norvège . .	30
2.6 Problématiques mises en avant par des études récentes	31

3	Approche, outils et processus étudiés	35
3.1	Cas tests étudiés et le traitement du jeu de données lagrangiennes	37
3.1.1	L'expérience MERSEA en Méditerranée	37
3.1.2	L'expérience DALIA en Angola	38
3.1.3	La particularité des zones d'études	39
3.1.4	Les bouées dérivantes utilisées pour le suivi de pollutions marines . .	41
3.1.5	Le traitement des données lagrangiennes	43
3.2	Outils pour la modélisation de l'océan	47
3.2.1	Les équations primitives	47
3.2.2	Le modèle de circulation océanique générale NEMO	50
3.2.3	Les systèmes de prévision océanographique opérationnelle de Mercator	63
3.3	Configurations numériques développées et les simulations océaniques réalisées	68
3.3.1	Les configurations ANGOLA et MEDWEST	68
3.3.2	Les paramètres et les options de référence choisis	76
3.3.3	Le listing des simulations réalisées	77
3.4	Outils pour la prévision des dérives	86
3.4.1	Le modèle de prévision de dérive opérationnel MOTHY	86
3.4.2	L'outil lagrangien Ariane	94
3.5	Mise en place des diagnostics lagrangiens à partir des modèles et des données	97
3.5.1	Le déroulement des expériences de dérive	97
3.5.2	L'évaluation de la qualité des trajectoires prévues	97
3.5.3	L'ensemencement et la génération de trajectoires avec Ariane	99
3.5.4	L'ensemencement et la génération de trajectoires avec MOTHY . . .	100
3.5.5	Le protocole expérimental général de l'étude	100
4	Prévisions de dérive dans le bassin Ouest-Méditerranéen	103
4.1	Synthèse des connaissances sur la dynamique de la Méditerranée occidentale et de sa circulation de surface	104
4.1.1	Les généralités sur la mer Méditerranée	104
4.1.2	La dynamique du bassin occidental	106
4.2	Vents en Méditerranée	112
4.2.1	Les régimes de vent et leur effets	112
4.2.2	Le champ de vent moyen pour la période d'intérêt	113
4.2.3	L'implication du vent dans la trajectoire des bouées	113
4.3	Validation des simulations d'océan	116

4.3.1	La description des simulations de circulation océanique de référence	116
4.3.2	La validation par des données extérieures	126
4.4	Co-localisation des trajectoires des bouées à partir des sorties du modèle d'océan : étude de performances eulériennes	138
4.4.1	La déviation angulaire	138
4.4.2	L'intensité des vitesses	140
4.4.3	La caractérisation de l'erreur totale	142
4.4.4	Les efforts pour discriminer la contribution du vent de celle du courant	144
4.4.5	Les conclusion sur la partie de colocalisation lagrangienne	148
4.5	Prévisions de dérive : études de performances lagrangiennes	149
4.5.1	La visualisation des prévisions	149
4.5.2	Les tendances statistiques (scores de prévisions)	153
4.5.3	La dispersion	156
4.5.4	L'impact de la résolution et de la méso-échelle	158
4.5.5	Le courant modélisé par MOTHY dans la couche de mélange comparé à celui de NEMO	167
4.6	Sensibilité des prévisions de dérive aux paramétrisations et aux processus physiques	175
4.6.1	Les tests de sensibilité	175
4.6.2	L'impact du transport additionnel causé par l'entraînement par le vent et la dérive de Stokes	184
4.6.3	Les tests de sensibilité sur le mélange vertical causé par le déferlement des vagues	190
5	Prévisions de dérive près des côtes angolaises (Atlantique Équatorial)	197
5.1	Synthèse des connaissances sur la dynamique de l'Atlantique tropical sud et de la circulation de surface	198
5.1.1	L'importance de la variabilité saisonnière et les caractéristiques générales du Golfe de Guinée	198
5.1.2	La circulation du Golfe de Guinée	199
5.1.3	Les vents en Angola	206
5.1.4	L'implication du vent dans la trajectoire des bouées	206
5.2	Validation des simulations d'océan de la zone Angola	209
5.2.1	La description des simulations de référence	209
5.2.2	La validation par des données extérieures	222
5.3	Co-localisation des trajectoires des bouées à partir des sorties du modèle d'océan : étude de performances eulériennes	229

5.3.1	La déviation angulaire	229
5.3.2	L'intensité des vitesses	231
5.3.3	La caractérisation de l'erreur totale de vitesse	231
5.3.4	Les efforts pour déterminer la contribution Vent / Courant	231
5.3.5	Les conclusions sur la partie de colocalisation	233
5.4	Prévisions de dérive	236
5.4.1	La visualisation des prévisions	236
5.4.2	Les tendances statistiques (scores de prévisions)	238
5.4.3	Le comportement de MOTHY en zone équatoriale et l'ajout du courant de background	241
5.5	Sensibilité des prévisions de dérive aux paramétrisations et aux processus physiques	243
5.5.1	Les tests de sensibilité	243
5.5.2	L'impact du filtrage des frontières	245
5.5.3	L'impact de la paramétrisation BULK pour l'estimation du stress du vent	245
5.5.4	Les tests de sensibilité portant sur la modélisation du Congo	248
6	Conclusion	257
6.1	Résumé et discussion des résultats	258
6.2	Perspectives	262

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte de la thèse

Le territoire français possède trois façades maritimes qui sont soumises à un trafic important tout au long de l'année, à savoir la Méditerranée, l'Atlantique et la mer du Nord. Chaque année sont ainsi recensés 45 000 bateaux traversant la Manche contre 8000 bateaux naviguant le long des côtes méditerranéennes. Le trafic commercial et de plaisance relativement dense entraîne des risques accrus d'accident et de pollution. En y ajoutant l'activité de l'Outre-Mer (Réunion et Mayotte dans l'Indien, Polynésie Française dans le Pacifique, Guadeloupe et Martinique en Mer des Caraïbes), les zones de responsabilité françaises impliquent un besoin de prévisions environnementales à l'échelle globale.

Des pollutions marines ou des objets dérivants peuvent être relâchés par accident durant le transport des marchandises. Plus grave, des grandes catastrophes telles que les naufrages et les marées noires peuvent amener des enjeux humains, écologiques et financiers considérables et qui sont à traiter dans les délais les plus brefs. Pour la grande partie des incidents, la capacité de prévoir la dérive d'un corps soumis aux aléas océaniques est alors précieuse, voir capitale, pour la coordination et l'action des autorités responsables.

Lors de telles situations, Météo-France a des responsabilités dans le cadre de diverses missions comme le Plan Polmar (Plan d'intervention en cas de pollution accidentelle des milieux marins) ou l'assistance aux CROSS (Centres Régionaux Opérationnels de Surveillance et de Sauvetage). L'organisme assure un service de prévisions de dérive à toute heure du jour ou de la nuit à l'aide d'un modèle numérique baptisé MOTHY (Modèle Océanique de Transport d'HYdrocarbure). Ce dernier se décline en deux versions : objet et hydrocarbure, et a déjà prouvé son efficacité lors de grandes crises, telles les naufrages de l'Erika et du Prestige. Ayant pour vocation de répondre à des situations d'urgences, son architecture permet une fourniture des résultats très rapide : le délai de retour de la prévision doit être au maximum de 30 min lors de demandes classiques (prévisions jusqu'à 96 h). Le choix de modélisation adopté se base sur un modèle barotrope forcé par le vent et la pression, et un profil analytique du courant est ensuite déterminé grâce à un modèle 1D de type "couche limite".

Plusieurs systèmes d'océanographie opérationnelle ont été mis en place au cours de ces dernières années. Ils sont basés, pour la plupart, sur la résolution numérique des équations primitives et décrivent une physique très réaliste de l'océan à l'échelle du bassin. L'assimilation de données est une plus-value majeure de ces systèmes et leur permet de réaliser des prévisions initialisées au plus près possible des paramètres physiques observés. Bien qu'ils soient complexes à mettre en œuvre et gourmands en ressources informatiques, ces modèles constituent la description la plus élaborée de l'océan disponible en temps réel et à l'horizon de quelques jours.

Depuis 2003, MOTHY utilise en donnée d'entrée supplémentaire des prévisions de courant des systèmes d'océanographie opérationnelle de Mercator-Océan. Cette information complète le calcul d'océan réalisé par MOTHY pour les processus physiques non pris en compte par le système. Au niveau international, plusieurs autres systèmes sont sollicités pour les prévisions des dérives. On peut citer par exemple les systèmes opérationnels HYCOM (Hybrid Coordinate Ocean Model) et NCOM (Global NRL Coastal Ocean) utilisés

par les gardes côtes américains avec le modèle de dérive SAROPS (Search and Rescue Optimal Planning System), ou encore les systèmes océaniques Hirlam, Mercator, MFS (Mediterranean ocean Forecasting System), FOAM (Fast Ocean Atmosphere Model) mis à disposition dans le cadre d'un partenariat européen pour forcer le modèle de dérive Norvégien OD3D.

Ce travail de thèse a pour but de caractériser la capacité des systèmes de prévision océanographique opérationnels à fournir une information utile pour la prévision des dérives. L'information peut être valorisée de manière directe, en calculant des trajectoires lagrangiennes à partir des courants de surface prévus, ou de manière plus subtile, en utilisant seulement la partie des courants utile à des systèmes spécifiquement dédiés à la dérive. Cette étude étant réalisée au sein des équipes de Mercator-Océan, ces travaux sont conduits à partir de configurations d'étude proches des systèmes opérationnels Mercator, celles-ci étant également évaluées dans leur utilisation avec le modèle de dérive MOTHY.

1.2 Motivation des travaux et cadre de l'étude

Les expériences passées du couplage de MOTHY et des systèmes de Mercator¹ ont montré un fort potentiel d'amélioration, mais également un certain nombre de limitations. Ces dernières se rencontrent particulièrement dans les zones océaniques dominées par la circulation à méso-échelle et les tourbillons dont le positionnement et l'intensité restent difficiles à prévoir. Ces structures étant des agents de transport et de dispersion puissants à ces échelles, leur impact est considérable en matière de dérive. La dérive à la surface est une discipline complexe car les courants y sont généralement plus forts et plus dispersifs que pour le reste de la colonne d'eau. Une question est alors ouverte sur le bien-fondé des choix de modélisation et de paramétrisation des processus nécessaires à l'obtention d'un courant de surface approprié.

Il est à ajouter que les courants de surface des systèmes opérationnels sont en général peu validés. Cette situation est principalement liée au faible nombre d'observations de surface disponible, surtout en temps réel. La validation des courants est généralement effectuée en profondeur, à l'aide de relevés de mouillages ou en sub-surface, à l'aide de bouées dérivantes droguées à 15 m². De plus, les vitesses modélisées ne sont pas contraintes explicitement dans les systèmes de Mercator-Océan. Elles le sont dans une certaine mesure par l'assimilation des variables de température, salinité ou d'élévation de la surface, et par les liens dynamiques existant entre le champ de vitesse et la distribution des traceurs. L'assimilation de données lagrangiennes est à ce propos une thématique prometteuse, et ouvrira sans doute le chemin à des besoins de validation plus poussés de la surface de l'océan.

La motivation première de cette étude est donc la compréhension des ingrédients de la modélisation océanique nécessaires à la prévision d'une dérive satisfaisante, ainsi que leur

1. Expérience Polmar aux Caraïbes, Lion Med 4 dans le Golfe du Lion, travaux réalisés dans le cadre de la pollution du Prestige.

2. Il existe aussi des mesures de courantomètres, celles-ci étant généralement antérieures aux périodes de simulations et des mesures ADCP dont la qualification et la comparaison en temps réel reste difficile

mise en application pour des configurations opérationnelles. Ce travail de thèse s’articule donc autour d’objectifs de *recherche appliquée*. Au final, les méthodes et conclusions seront aussi bien guidées par la robustesse des résultats que par l’argumentation scientifique.

Les travaux scientifiques récents montrent que la résolution horizontale est une thématique de travail importante autant pour les courants océaniques ([Jorda, 2005 [65]], [Korontenko et al., 2010 [70]], [Van Sebille et al., 2009 [151]] et [Lyng et al., 2010 [83]]) que pour les forçages atmosphériques utilisés ([Thomson et al., 2003 [146]]). La dérive étant un domaine s’intéressant particulièrement à la surface, le vent et sa variabilité sont presque toujours impliqués ([Elliott, 2004 [40]], [Beg Paklar et al., 2008 [10]], [Kako et al., 2010 [67]]), avec la paramétrisation des échanges océan-atmosphère au cœur de cette problématique ([Gonzales et al., 2006 [52]]). L’inclusion et la représentation adéquate des processus régionaux sont cruciaux, en particulier en zone côtière où des phénomènes précis contrôlent le transport ([Ning et al., 2010 [105]], [Fletcher, 2008 [45]]).

La finalité de ce travail étant la prévision de dérives réelles, nous avons eu la possibilité de disposer de données issues d’expériences de lâchers de bouées. Ce jeu de données a donné naissance à deux cas d’études distincts, avec des zones impliquées très différentes et complémentaires l’une de l’autre : le bassin ouest méditerranéen et la zone côtière en atlantique équatorial au large de l’Angola.

La Méditerranée est une zone particulièrement intéressante à cause de la complexité des phénomènes physiques rencontrés, avec la présence de courants à la côte souvent instables et d’une activité à méso-échelle importante. L’absence de marée y fait que la physique des couches de surface est particulièrement contrainte par le vent. C’est également une zone d’application stratégique du fait d’un trafic maritime dense et propice à des incidents.

La zone d’étude atlantique est proche de l’équateur, ce qui implique une échelle plus large des structures et une dynamique spécifique, comme par exemple la présence de phénomènes ondulatoires. Les bouées dérivent près de l’embouchure du Congo, où la décharge fluviale complexifie la circulation environnante. Les enjeux sont tout aussi importants qu’en Méditerranée de par la présence dans la zone de réserves pétrolières conséquentes et massivement exploitées.

Les questions scientifiques abordées sont influencées par des questionnements scientifiques d’ordre général mais également guidées par le souci de reproduction des processus océaniques locaux.

1.3 Questions et problématiques abordées

Les questions scientifiques traitées dans ce travail de thèse sont les suivantes :

- A : *Quels sont les processus océaniques influençant de manière prédominante les courants de surface ?*
- B : *Peut-on identifier un jeu d’outils diagnostiques et de métriques utiles pour l’évaluation des performances lagrangiennes des modèles, dans un but de validation, mais également de détermination des incertitudes de position en cas de crise ?*

- C : *Quels choix de modélisation et de paramétrisation sont utiles à l'obtention d'un "bon" courant de surface et à sa prévision ? Ces choix sont-ils adoptés dans les simulations étudiées, et de quelle manière ?*
- D : *Ces choix sont-ils satisfaisants ? Sont-ils améliorables ?*
- E : *Des modélisations supplémentaires apportent-elles un plus ?*

Il sera tenté de répondre aux questions C et D en fonction des processus identifiés en A. Par ailleurs la performance des simulations, et donc la pertinence des choix, sera évaluée en D en fonction des outils définis en B.

Par "modélisations supplémentaires" en E, il est par exemple entendu la modélisation diagnostique du profil de courant dans la couche de surface en réponse au vent, la prise au vent des bouées, ou le courant résiduel dû aux vagues.

Ces questions assez générales et vastes seront traitées par l'exploration de sous thématiques. Celles-ci sont conditionnées par les outils numériques et les processus locaux sous-jacents aux cas tests, et concernent :

- L'apport de la résolution horizontale, en lien avec la représentation des structures de méso-échelle en Méditerranée ;
- Le rôle du vent, qui a un effet à la fois sur les couches de surface mais également à cause des caractéristiques techniques des bouées utilisées. Le vent est particulièrement important pour l'expérience Méditerranéenne qui se déroule au début de l'hiver ;
- Le mélange vertical, dont l'action détermine le profil du courant dans la couche de mélange océanique ;
- Le courant résiduel des vagues ;
- L'impact de la modélisation des processus côtiers, en particulier la représentation du panache du Congo en Angola et la marée.

1.4 Outils et approches

Les tests de sensibilité sont réalisés à l'aide de la plate-forme de modélisation numérique NEMO (Nucleus for European Modelling of the Ocean). Le réglage des configurations opérationnelles nécessite la détermination des paramètres qui sont soumis à des considérations grande échelle telles que la diminution des biais moyens globaux. Les processus régionaux (marée, sur-côtes, etc.) sont également absents des versions actuelles des systèmes de Mercator et ont plus que certainement un rôle qui reste à déterminer près de la côte. L'utilisation de configuration imbriquée est une réponse souvent indiquée à ces problématiques, au même titre que l'imbrication des systèmes atmosphériques ARPEGE/ALADIN de Météo-France. Elle permet de disposer d'une physique spécifique, adaptée au domaine local tout en tirant bénéfice d'une intégration au niveau des frontières d'une circulation de grande échelle et des structures réalistes.

Nous utiliserons donc des configurations régionales spécialement développées pour cette étude, celles-ci étant imbriquées dans le système opérationnel qui contient l'Atlantique et la Méditerranée à haute résolution (1/12°). Ces prévisions de courants seront ensuite évaluées

à l'aide de deux codes Lagrangiens de prévision de trajectoire : Ariane, qui est un outil utilisé dans la communauté de la recherche océanographique et MOTHY, le modèle de dérive de Météo France pour les situations de crise.

1.5 Plan du manuscrit

Le manuscrit, outre l'introduction et la conclusion, est composé de quatre parties centrales et relativement indépendantes les unes des autres. Les deux premières sont les parties descriptives de l'étude, et les deux dernières les parties de résultats. Elles seront numérotées selon l'ordre indiqué par la table des matières.

La seconde partie s'intéresse à développer la thématique générale. Elle donnera au lecteur un regard sur les enjeux liés aux prévisions de dérive puis quelques notions scientifiques sur les phénomènes régissant les déplacements des corps à la surface de l'océan. Ce chapitre se termine par un exposé général sur la modélisation de la dérive océanique et la mise en avant de problématiques rencontrées par la communauté scientifique, ainsi que les travaux publiés sur lesquels l'étude repose.

La troisième partie englobe la description des outils et des protocoles utilisés dans cette étude. Elle débute par un portrait des expériences de lâchers de bouées et le traitement de ces données. Elle détaille ensuite les modèles utilisés, en insistant sur les choix techniques et scientifiques les plus importants pour cette étude. Cette partie se termine par la description des protocoles généraux des simulations.

Les quatrième et cinquième parties rapporteront les résultats de nos travaux. Chaque partie est dédiée à une zone d'étude et fera, en guise d'introduction, une synthèse des connaissances scientifiques sur la dynamique et les processus de surface typiquement rencontrés dans la région concernée. Après avoir décrit et validé les simulations océaniques produites, les prévisions de dérive réalisées seront commentées et analysées.

Cette thèse se terminera par une conclusion faisant le lien entre nos deux zones et argumentant une réponse globale aux questions posées dans ce chapitre. Des perspectives seront également proposées pour poursuivre ces recherches.

Chapitre 2

Thématique générale

La prévision de la *dérive océanique* est par définition la capacité à anticiper les mouvements d'un corps lâché librement dans l'océan, et en toute finalité sa trajectoire.

La notion de *dérive* souligne le fait que le corps auquel on s'intéresse a un comportement passif. Ses déplacements sont alors uniquement causés par les mouvements du milieu extérieur et les forces imposées sur celui-ci, autrement dit pour notre étude le système océan-atmosphère. Le terme *prévision* implique que l'on se donne pour objectif d'évaluer les positions successives de l'objet, et par de là même ses mouvements à partir de connaissances initiales et de lois d'évolution de déplacement estimées.

En pratique, l'exercice débute par l'acquisition d'une position d'origine. Dans le cadre d'opérations d'intervention celle-ci porte le nom de *L.K.P.* (Last Known Position). Le déplacement est ensuite évalué à partir des états successifs de l'océan et de l'atmosphère qui mettent en mouvement le matériel dérivant étudié : les courants, les marées, les vents, etc.

Les prévisions de dérive nécessitent donc deux estimations, la première portant sur l'état du milieu (sa partie utile pour la dérive du moins), et la seconde sur les forces amenant le corps à se déplacer. La *rétro-dérive* est l'exercice inverse qui consiste à reconstituer les positions passées à partir d'une position initiale et des connaissances antérieures du milieu.

L'exercice est difficile et n'est pas toujours concluant. Tous ces éléments contiennent des erreurs d'estimation, d'approximation ou de connaissances qui vont plus ou moins biaiser la justesse des prévisions par rapport à la réalité. L'océan est tout d'abord un milieu naturel qui contient une part d'imprévisibilité liée à des processus chaotiques que les modèles numériques ne pourront jamais reproduire parfaitement. Ces derniers contiennent différents niveaux de résolution/représentation, celles-ci étant construits sur des paramétrisations pour les processus les plus complexes. Enfin, les lois de déplacement qui permettent la connaissance d'une position future à l'aide d'une position passée, et ce de manière successive, contiennent un aspect de cumulation d'erreur immuable (caractéristique propre à la dynamique lagrangienne : les erreurs s'additionnent).

L'élaboration d'une prévision de dérive requiert donc les ingrédients suivants :

- Une connaissance sur la position initiale de l'objet ;
- Une connaissance sur le comportement des objets dans le milieu ;
- Une connaissance sur les états des milieux et leurs évolutions dans le temps.

Dans cette première partie introductive, le lecteur sera amené à comprendre l'utilité des prévisions de dérive et la motivation des efforts visant à les améliorer. Nous présentons ensuite la philosophie de base retenue pour les modèles les plus utilisés. Enfin, nous dresserons un bref historique de la prévision de la dérive de surface ainsi que des exemples de travaux passés mettant en évidence les problématiques typiquement rencontrées.

2.1 Réflexion sur les enjeux liés à la maîtrise des prévisions de dérive en milieu océanique

Les corps dérivants dont il peut être nécessaire ou utile d'évaluer le devenir sont nombreux, mais peuvent pour les applications pratiques se séparer en deux catégories. La première catégorie englobe les polluants marins, qu'ils soient rejetés accidentellement ou générés par le trafic maritime, alors que la seconde est relative aux éléments solides naviguant sans le contrôle humain (embarcation en perdition, marchandises perdues, etc.). Les deux cas sont caractérisés par une assistance ou une gestion de crise ponctuelle, l'objectif étant une récupération des corps et des substances à plus ou moins court terme. Les mêmes outils permettant de traiter ces problématiques trouvent également un intérêt pour des études scientifiques ou des applications moins opérationnelles, comme par exemple l'étude des déplacements de populations d'espèces marines plus ou moins passives ou des macro-déchets.

2.1.1 La lutte contre les polluants marins et les marées noires

Les images relayées par les médias lors de grandes catastrophes ont fait du pétrole l'exemple phare des pollutions marines, si bien que l'on oublie parfois que d'autres produits néfastes à l'environnement peuvent se retrouver à naviguer librement à la surface de l'océan. Les matières fossiles, le plus souvent les minerais de fer et le charbon, sont de fait parmi les espèces polluantes les plus rencontrées en mer. Divers produits de synthèse de l'industrie chimique tels que les phosphates, l'acide sulfurique et le méthanol s'y ajoutent également pour les composés les plus déversés.

2.1.1.1 Les sources

Les sources peuvent être nombreuses mais sont pour 90 % des cas d'origine anthropique. L'océan peut ainsi être souillé par des composés issus tour à tour :

- de l'apport de l'activité du littoral : 40 % de la population mondiale vit sur une bande littorale de 60 km de largeur et cette densité implique des besoins d'habitat, d'industrie, d'agriculture et de transports qui sont de par nature producteurs de déchets. Les résidus contaminent l'océan au travers des rejets atmosphériques, du charriage par les rivières et du drainage des sols par les pluies, ou plus directement par des déversements industriels à la mer ainsi que dans les cours d'eau ;
- des déversements offshore, qu'ils soient accidentels ou de nature volontaire. Un exemple récent est l'explosion de la plate-forme pétrolière Deepwater Horizon dans le Golfe du Mexique au cours de l'été 2010. L'accident fait ainsi état d'un déversement continu de 5 000 barils de pétrole par jour pendant au moins trois mois¹ qui a causé un traumatisme écologique sans précédent pour les États-Unis ;
- de la pollution naturelle, qui est produite par suintement au niveau des sites riches en hydrocarbures fossiles (Alaska, Californie, Golfe du Mexique, côtes Vénézuéliennes,

1. Évaluation de la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration)

Mer rouge, Mer Caspienne et Mer de Bornéo). Une évaluation grossière de la pollution naturelle annuelle est de l'ordre de 250 000 tonnes².

- Enfin, moins présente à notre quotidien, mais avec une contribution qui vaut la peine d'être mentionnée, la guerre est aussi connue pour être une source significativement polluante. On peut d'ailleurs citer la pollution exceptionnelle de la guerre du Golfe en 1991 comme étant la plus grande *marée noire* de l'histoire humaine, avec 800 000 tonnes d'hydrocarbure relâchées dans les eaux persiques lors du sabotage des puits du Koweït par l'armée irakienne.

Malgré cette diversité des sources, la plus grande partie des pollutions survient lors de l'acheminement des produits par transport maritime, au large. La mer est en effet un moyen d'échange pratique et peu coûteux des matières premières. 40% du trafic marin global concerne à lui seul la distribution du pétrole, la pollution la plus rencontrée en plein océan. À toute activité de transport sont liés des risques d'accident, et les routes commerciales sont des zones de surexposition aux pollutions. Il n'est pas rare pour un observateur naviguant le long des routes de transits d'apercevoir des boulettes d'hydrocarbure ou des effets d'irisation à la surface de l'eau qui sont la signature d'une pollution récente. Pour l'Europe, ces circuits de distribution s'étirent depuis le Golfe Persique (zone production) vers l'Asie, l'Europe et l'Amérique (zones de consommation) en passant par le détroit Malacca, le canal de Suez et le Cap de Bonne Espérance.

Cette pollution générée par le trafic maritime peut être séparée en deux catégories qui amènent et fixent des besoins et des problématiques différents : la *pollution accidentelle* et la *pollution opérationnelle*, avec 70% des cas pour cette dernière.

2.1.1.2 La pollution accidentelle

La *pollution accidentelle* est un rejet occasionnel qui est le résultat d'erreurs humaines (comme de mauvaises coordinations et décisions, d'états de fatigue, etc.) que l'on peut souvent associer à des circonstances défavorables telles que le vieillissement du matériel ou un état de mer impraticable. La gravité de l'incident est variable en fonction de la quantité de produits déversés, des biens humains et matériels mis en jeu, ainsi que les conséquences à long terme.

Les épisodes les plus extrêmes et lourds de conséquences sont sans conteste les naufrages de pétroliers. Certains noms ont marqué les esprits, comme celui de l'Amoco Cadiz (220 000 tonnes près des côtes Bretonnes en 1978), de l'Erika (20 000 tonnes de fioul lourd relâchées dans le Golfe de Gascogne en 1999) et du Prestige (5 à 10 000 tonnes sur les côtes Galiciennes en 2002). Dans tous les cas de figure, des questions de prise de décision, de mobilisation des moyens, et d'urgence sont intimement mêlés aux pollutions accidentelles : il faut agir vite, à partir de la meilleure estimation possible de la situation et de sa probable évolution afin de limiter et de contrôler au mieux les dégâts.

2. Bulletin de Février 1993 de l'AIEA



FIGURE 2.1 – Observation de la pollution pétrolière du Golfe du Mexique le long des côtes de Louisiane, le 24 Mai 2010 (incident de la plate-forme pétrolière Deep Water Horizon). Cliché pris par le satellite Terra de la NASA.

2.1.1.3 La pollution opérationnelle

Avec une composante moins "urgentiste", sans doute à cause d'une banalisation et d'un côté moins spectaculaire des faits, la pollution opérationnelle englobe tous les rejets issus de l'activité navale et du transport. Contrairement à ce que l'on peut penser, tous les déversements ne sont pas illégaux : les rejets dont la concentration en hydrocarbure ne dépasse pas 15 ppm³ sont autorisés au large pour les produits nécessaires à l'entretien et au fonctionnement des moteurs, par exemple les huiles de vidange et les résidus de carburant.

En revanche, dès que la concentration en hydrocarbures des relâchements est supérieure au seuil légal, ceux-ci doivent être opérés dans des centres de traitements spécifiques présents dans certains ports. Les déversements illicites portent communément le nom de *dégazages sauvages*⁴. Les contrevenants essaient alors d'économiser les frais de traitement souvent coûteux d'une gestion aux normes des rejets (200 € le m³ d'eau de déballastage - voir note en pied de page). Ces pratiques et opérations débouchent sur la remise en circulation d'eau de mer mobilisée et souillée. Une des problématiques supplémentaire de

3. Parties par million.

4. En quelques mots, le *dégazage* consiste à évacuer des cuves les résidus et les gaz formés par les produits transportés grâce à une opération de lavage. Pour les actes illégaux, le dégazage est réalisé en pleine mer à l'aide de l'eau environnante souillée et reversée directement à l'océan. On y associe aussi le *déballastage*, qui est une opération d'équilibrage du navire lors des phases de livraisons. Cette opération consiste à remplir les citernes de transport d'eau de mer pour compenser la perte du poids des produits débarqués et conserver ainsi l'assiette du navire. De nos jours, les exigences du plan Marpol 1973 fixent pour les pétroliers des normes de lavements au pétrole brut (de type COW), et la présence de ballastes à volumes séparés des citernes. Les coupables sont ainsi de nos jours surtout des navires civils.

la pollution opérationnelle est l'identification du coupable, celui-ci devant prendre à ses frais les charges du préjudice en plus d'être sanctionné d'une amende.

2.1.1.4 Les objectifs de la lutte et les enjeux

Qui sont les intervenants en cas de pollution ?

Dans une situation de pollution marine avérée, le préfet maritime et le maire, en charge respectif des domaines maritimes et terrestres, travaillent ensemble pour la protection du littoral. Ils peuvent s'appuyer en pratique sur tous les services disponibles de l'état, des collectivités territoriales ou des associations et entreprises ayant des compétences nécessaires et utiles.

Il n'est pas inutile de préciser que la sauvegarde du littoral revêt une importance capitale puisque :

1. Les écosystèmes marins⁵ sont plus diversifiés, nombreux et fragiles près de la côte du fait de conditions environnementales plus propices à la vie, avec la présence de nutriments d'origine terrestre ou remis à disposition par les phénomènes d'upwellings côtiers, ainsi que des protections naturelles offertes par rapport à la turbulence du large. Un quart de toutes les espèces de poisson d'eau de mer vivent au niveau du récif. Les effets de la pollution se font sentir sur les organismes dès les doses les plus faibles (à partir de 50 microgrammes par litre d'eau de mer, ce qui est invisible à l'œil nu), en intoxiquant d'abord les espèces les plus petites tels que le plancton et les petits crustacés, puis les plus grosses, alors menacées par la consommation des proies infectées (on parle de contamination du réseau trophique) ou par leur mortalité soudaine.
2. Nous avons déjà évoqué l'activité humaine florissante en zone côtière. La protection des structures et la praticabilité du littoral est nécessaire au bon fonctionnement de l'industrie et à la sécurité des riverains. De même, le tourisme et les activités de plaisance requièrent des exigences environnementales d'une certaine prestation. Enfin, le littoral est une zone de production alimentaire, avec les produits de la pêche et de l'élevage en mer. Les qualités gustatives et sanitaires de ces produits sont en lien direct avec la propreté des sites.

2.1.2 Le sauvetage en mer et la sécurisation de l'espace maritime

Les mêmes éléments pouvant provoquer le rejet des pollutions accidentelles (mauvais temps, entretien des navires ou manœuvre) peuvent causer des incidents beaucoup plus graves. Ces derniers peuvent menacer directement l'intégrité d'un navire, qu'il soit civil, marchand ou militaire, et peut-être même la vie de son équipage. Il va sans dire que les enjeux revêtent alors une dimension d'une importance encore plus grande. Le code

5. On peut citer à titre d'exemple les Mangroves, les prairies sous-marines et les récifs coralliens qui sont parmi les environnements les plus fragiles au monde et qui, paradoxalement, ont un rôle clé pour la vie marine du large (frayères, nourriceries, etc.).

maritime veut que lorsqu'un navire capte un message d'un équipage en perdition, il se porte immédiatement à son secours.

Historiquement, les règles internationales relatives à la sécurité des navires ont vu le jour juste après le terrible naufrage du navire de la White Star Line "le Titanic", catastrophe qui coûta la vie à 1 503 personnes au large de Terre-Neuve en 1912. La convention SOLAS, signée par 14 pays, applique des règles de construction, de communication et de secours stricts qui sont depuis sous la tutelle de l'Organisation Maritime Internationale (OMI). L'OMI a également axé ses efforts sur la mise au point de deux systèmes mondiaux intégrés et destinés à faire face aux situations de crise de la navigation maritime : la convention internationale sur la recherche et le sauvetage maritimes (SAR) et le Système Mondial de Détresse et de Sécurité en Mer (SMDSM). Le SAR (1979) impose aux autorités des procédures éprouvées permettant d'effectuer avec le maximum de rapidité et d'efficacité les opérations de recherche et de sauvetage en mer, quel que soit le lieu de l'accident. Le SMDSM (1999) vise à améliorer et à normaliser les communications qui sont cruciales pour le déroulement des opérations. Au niveau régional, les CROSS (Centres régionaux opérationnels de surveillance et de sauvetage) assurent la mission du secours maritime dans le cadre de l'action de l'état de mer.

Les CROSS sont également chargés d'une mission de sécurisation de l'espace. Une problématique forte à ce niveau vient des conteneurs perdus. Plus généralement, tout objet se déplaçant dans l'océan sans être manœuvré volontairement représente un risque potentiel à la navigation.

Depuis quarante ans, les conteneurs sont le moyen privilégié d'emballage des marchandises du fret. En condition de mer agitée, les câbles d'arrimage peuvent céder et il est possible que ces derniers soient renversés par-dessus bord. Une fois à l'eau, ils dérivent plus ou moins longtemps avant de couler ou parfois s'échouer à la côte. Pièces de plus ou moins grande dimension (jusqu'à 40 tonnes pour les pièces de 12 m de long), une collision avec un navire peut provoquer des dégâts importants. Les marchandises transportées peuvent aussi se déverser à l'eau, et en cas de substances dangereuses, provoquer un accident à double vitesse. Les conteneurs sont difficiles à détecter car ils sont de taille trop modeste pour l'observation aérienne et ne présentent pratiquement aucun écho pour la télédétection.

Lorsque les conteneurs flottent à la surface, ils ont typiquement une partie émergée qui offre une prise au vent. Ce dernier peut alors avoir une contribution importante sur la trajectoire empruntée, qui se retrouve déviée du sens des courants. On parle d'entraînement par le vent, ou *windage* / *leeway* dans le jargon (anglais). Ce transport supplémentaire dépend de la géométrie de l'objet, de la surface efficace d'action et de son inclinaison par rapport à la direction moyenne du vent. Ce phénomène complexifie l'estimation du transport car des hypothèses doivent être faites sur le taux d'immersion (qui dépend du chargement et des pertes possibles) et de l'orientation que le conteneur a pris par rapport au vent.

2.1.3 Le suivi des macro-déchets et la compréhension des écosystèmes marins

2.1.3.1 Les macro-déchets

Les déchets marins sont devenus un problème de pollution généralisé qui affecte tous les océans du monde depuis les régions polaires jusqu'aux régions équatoriales, et ce depuis la surface jusqu'au fond des océans. Le nombre d'objets perdus ou volontairement abandonnés chaque jour dans l'océan a été estimé à environ 11 milliards. Ils sont pour la plupart de nature plastique (60 à 80 % de la masse récupérée)⁶. Les déchets flottants peuvent être transportés sur de longues distances par les courants marins, avec même de possibles échanges transcontinentaux. Ils finissent par s'échouer sur les plages ou par se retrouver piégés dans des zones de convergences océanique comme la mer de Ross en Antarctique et la mer des Sargasses en Atlantique (voir figure 2.2).

Les débris sont pour la plupart d'origine humaine, mais il en existe également une partie d'origine naturelle, comme des pièces de végétation ou des cadavres de mammifères marins à la dérive. Les débris terrestres sont amenés par les cours d'eau, ou transportés par le vent pour les déchets les plus légers. La houle et la marée arrachent parfois les détritiques présents sur les plages et dans les décharges de bord de mer avant de les entraîner en mer. Pour les rejets en plein océan, l'activité maritime est à nouveau coupable, avec son lot de marchandises égarées ou de déchets jetés par-dessus bord. La pêche en est d'ailleurs une cause très importante.

La perte des équipements de pêche représente 10 % des déchets globaux et la bagatelle de 640 000 tonnes de matériel à l'eau chaque année. L'impact dépend de la dangerosité des équipements pour la vie, leur gêne pour l'activité marine, tout ceci modulé par les temps de dégradation et de résidence. Ces temps de dégradation peuvent aller de quelques semaines pour les matières les plus biodégradables comme le bois ou les cadavres d'animaux, à plusieurs dizaines ou centaines d'années pour des matériaux plus solides (1 million d'année pour une bouteille en verre en mer protégée des chocs).

Les premières victimes sont les mammifères marins, les poissons, crustacés et les oiseaux de mer qui sont touchés par l'ingestion, l'enchevêtrement ou l'étouffement provoqués par les déchets en plus d'être malencontreusement capturés par les filets perdus en mer : c'est la fameuse *pêche fantôme*. La pollution plastique du fond sédimente et diffuse des composés toxiques alors que la dérive des débris permet à des espèces invasives d'atteindre de nouvelles régions, menaçant ainsi les équilibres éco-systémiques (exemple de la prolifération de l'algue *Caulerpa Taxifolia* en Méditerranée). Les affaires humaines font aussi les frais de la pollution, car celle-ci représente d'une part une nuisance esthétique pour l'image des sites et les activités de tourisme/plaisance, et d'autre part la navigation est handicapée lorsque les déchets deviennent gênants ou trop denses, provoquant des coûts d'entretien et de réparations pour les parties les plus exposées des navires.

6. Pelagic plastics and other seaborne persistent synthetic debris : a review of Southern Hemisphere perspectives, in J.M. Coe et D.B. Rogers (éd.), *Marine Debris- Sources, Impacts, Solutions*, Springer-Verlag, New York, p.49-66



FIGURE 2.2 – Déchets anthropiques et naturels piégés par un vortex océanique dans le Pacifique nord-est. L'agglomération des déchets par les courants marins forment un nouveau continent "plastique" dont la taille atteindrait aujourd'hui près de 3.5 millions de km^2 et positionné entre la Californie et Hawaï.

2.1.3.2 Les écosystèmes marins

Les écosystèmes marins subissent les mouvements et la turbulence océaniques et les espèces dont les capacités motrices sont inexistantes ou limitées, telles que les algues marines ou les petits organismes, se retrouve facilement transportés par les courants sur de longues distance. Par ce moyen, les œufs et les larves juvéniles de diverses espèces voyagent depuis les zones de reproduction vers les zones de peuplement.

Il est également connu que certaines espèces adoptent des comportements spécifiques en présence de structures dynamiques particulières de l'océan, comme par exemple le suivie des veines de courant ou le peuplement de zones riches en nutriments. Les tortues juvéniles de l'espèce *Caretta* sont par exemple connues pour suivre les tourbillons et méandres pélagiques qui divergent du gyre Atlantique Nord⁷.

Bien que la dynamique des populations soit liée à des facteurs biologiques bien précis, son étude globale et sa compréhension scientifique passent par l'estimation de ces termes de transport. Des enjeux plus pratiques peuvent également s'en dégager comme la lutte des espèces invasives (citons l'algue verte en Bretagne par exemple), la protection des espèces menacées, ou au contraire la détermination des lieux de pêche favorables grâce à une identification des routes empruntées.

7. Brian Riewald, 2000, Habitat use, movements, and diving behavior of pelagic juvenil loggerhead sea turtles, acte de conférence du 20ème symposium annuel sur les tortues marines.

2.1.4 Les réponses offertes par les modèles numériques de prévision de dérive océanique

2.1.4.1 Les interventions de crise : cas de pollution marine accidentelle et d'opérations de recherche et de sauvetage en mer

Quels sont les critères d'un système opérationnel de dérive océanique efficace et pourquoi ces derniers sont-ils une solution de choix ?

Pour les pollutions marines accidentelles et les opérations SAR, le premier impératif est le temps. Un système de dérive opérationnelle se doit de fournir des résultats pratiques dans l'urgence, avec si possible un délai de prévision inférieur à la demi-heure.

Pour les pollutions, le premier objectif est la circonscription au large, avant que celles-ci n'arrivent à la côte et n'occasionnent des dommages. L'intervention en mer vise alors la récupération et l'élimination du maximum de matière à l'aide de mécanismes de pompage et de dispersants, ou bien un confinement efficace des nappes. Pour les cibles SAR, il s'agit de réaliser une intervention directe de récupération sur site, que celui-ci soit en zone côtière ou bien situé plus au large.

Ces objectifs sont difficiles car les capacités d'observation et les forces d'interventions sont diminuées loin des terres. Dans de nombreux cas, l'intervention n'a lieu qu'après une confirmation visuelle. Les plus efficaces sont faites à partir du ciel par aéronefs (et/ou par télédétection radars et satellites pour les pollutions), mais celles-ci sont dépendantes de conditions météorologiques qui ne sont pas toujours favorables. Dans le cas de cibles SAR, la petite dimension des objets rend la tâche d'exploration fastidieuse et longue. Les modèles de dérive permettent d'aiguiller plus facilement ces opérations d'observation, et de proposer des lieux d'exploration plausibles (au sens dynamique ou statique de la physique) et que l'intuition humaine seule ne saurait peut-être pas évaluer.

Après identification, le suivi d'une pollution oblige à réaliser plusieurs observations, ce qui représente vite un certain coût. Les modèles offrent alors un moyen intéressant, peu onéreux et complémentaire de disposer d'une vision stratégique de la situation au large⁸, ainsi que son évolution.

Il y a une différence fondamentale entre les prévisions concernant les polluants de celles ciblant les objets. Pour le premier type, les prévisions portent sur un ensemble de points afin de prendre en considération la dispersion du polluant dans le milieu alors que les secondes se font à partir d'un point matériel unique. Les prévisions Lagrangiennes uni-matériels sont plus difficiles de par des considérations statistiques⁹.

On peut dire qu'un système prévisionnel de dérive se doit de présenter les caractéristiques et les critères de qualité suivants :

8. Citons également comme outil de suivi, les bouées dérivantes aéroportées utilisées pour le suivi de pollutions marines. Ce travail de thèse utilise justement ce type de bouées pour valider nos prévisions de dérive, nous reviendrons donc plus tard sur ce matériel.

9. Il est plus facile de se rapprocher de la réalité sur plusieurs réalisations que à partir d'une seule. Les prévisions stochastiques sont d'ailleurs de plus en plus utilisées pour les objets à cause de cette problématique.

- Résultats rapides ;
- Une bonne représentation de la circulation générale et des phénomènes océaniques dispersifs à petite échelle ;
- Une modélisation axée en priorité sur l'océan du large, mais aussi sur les processus côtiers si l'on veut faire des études d'impact ou en cas de recherche SAR près des côtes ;
- Le système doit pouvoir manipuler des échelles de temps qui vont de la journée au mois, voire à plus long terme pour les grandes catastrophes ;
- L'ajout de comportements spécifiques au matériel dérivant traité : diffusion et transformations pour les polluants, impact du vent pour les objets émergés.

2.1.4.2 L'incrimination du coupable pour les pollutions opérationnelles

Pour les pollutions opérationnelles le but est une identification du coupable à partir d'un calcul de *rétro-dérive*, c'est à dire la détermination successive des positions passées jusqu'à la source. On cherche alors à compléter l'interprétation humaine pour des cas litigieux, celle-ci se faisant généralement grâce à des moyens d'observation traditionnels mais limités. Une nappe observée par télédétection dans le sillage d'un bateau a-t-elle été déversée par celui-ci ou bien est-ce une situation fortuite ? Il existe également des techniques de prélèvement d'échantillons, peu plébiscitées car la récupération d'un échantillon de nappe est délicate en pleine mer et les ratios des composés changent peu d'une cargaison d'un navire à un autre, ce qui rend l'incrimination difficile.

2.1.4.3 Les macros-déchets

Concernant les déchets marins, des législations très précises visent le contrôle de la pollution en mer depuis les années 70, comme la Convention OSPAR pour l'océan Atlantique et celle de Barcelone pour la Méditerranée. La directive-cadre sur l'eau de 2000 du Parlement européen amène un nouvel objectif ambitieux : les états membres ont jusqu'à 2015 pour ne plus générer de déchets à la côte. La *rétro-dérive* peut alors devenir un des outils de choix pour aider les états à la localisation des sources et au contrôle des rejets.

La législation européenne en l'état stipule que le dernier propriétaire d'un déchet est chargé de son devenir : c'est la politique du pollueur-payeur. Depuis des décennies, le littoral Atlantique et notamment landais est confronté à un important apport maritime de macro-déchets, qui sont pour une bonne partie en provenance du Nord de l'Espagne. L'utilisation de systèmes de *rétro-trajectoires* permettrait une meilleure identification des collectivités responsables. De 1990 à 1998, le conseil général des Landes a ainsi engagé 6,7 millions d'euros pour la collecte et le traitement des macro-déchets polluant son rivage.

2.1.4.4 Les écosystèmes marins

Pour les écosystèmes, les modèles de dérive se positionnent sur un créneau de type "recherche". Certains systèmes de biologie océanique sophistiqués (PISCES, LOBSTER,

etc.) prennent en compte un environnement biologique et des réseaux trophiques complexes pour la modélisation de la dynamique des micro et macro-populations. Pour les cas simples où les interactions ne sont pas trop complexes, tel que le transport de larves ou œufs, les systèmes de dérive océanique sont des solutions plus légères et basés sur moins d'incertitudes. [Bonhommeau, 2009 [14]] a par exemple montré avec ce type d'approche que les larves d'anchois pondues en mer des Sargasses ne pouvaient vraisemblablement pas rallier les côtes Européennes en moins de six mois, comme pouvaient le suggérer quelques observations passées.

2.2 Comportement d'un polluant en milieu marin

Il est utile pour la suite de l'étude de bien comprendre les mécanismes qui contraignent les mouvements d'un polluant en mer et son devenir. La problématique diffère d'un simple objet à cause des transformations physico-chimiques, qui vont modifier progressivement son comportement, et le fractionnement du composé, qui aboutit à sa diffusion plus ou moins significative dans le milieu.

À l'ordre zéro, une nappe de polluant est entraînée par les mouvements de l'océan.

La densité des hydrocarbures est habituellement inférieure à l'unité, ce qui signifie que ceux-ci ont tendance à flotter à la surface de l'eau. Par contre, lors de la dégradation de la nappe, la densité des composés augmente. Le polluant ainsi présent sur l'ensemble de la colonne d'eau est à même de subir le mélange vertical qui est provoqué par le cisaillement des vitesses dans la couche surface. À sa surface, le vent frotte sur sa partie en contact avec l'atmosphère. La rugosité de la nappe étant différente de l'eau, on obtient plus ou moins un glissement de la nappe sur l'eau de mer en fonction du régime du vent. La viscosité est aussi un paramètre important, car bien qu'elle dépende du type de polluant, elle augmente également pendant la phase de dégradation.

Un rejet ponctuel dans l'océan se fractionne au bout d'un certain temps et aura tendance à se répandre dans l'océan en distribuant sa concentration : c'est ce que l'on appelle le phénomène de diffusion¹⁰. Le brassage par le milieu environnant occasionne une répartition importante¹¹. À cause de la physique mise en jeu, on donne à ce processus le nom de *diffusion turbulente* ou dispersion convective. Ainsi, la composante grande échelle de l'océan sera chargée du transport moyen alors que les échelles les plus petites vont conditionner l'étalement ou la dispersion du polluant. Durant les premières heures, un autre type de dispersion mécanique, relatif au bilan du travail des forces de cohésion visqueuses, provoque l'étalement rapide des nappes en une couche mince. La diffusion est au final un caractère omniprésent et caractéristique de tout polluant en mer.

Au niveau des transformations, le contact de l'eau entraîne une dissolution ou dilution rapide pour les produits chimiques, limitant l'intervention humaine dans la plupart des cas. Les efforts se concentrent alors surtout sur la récupération des produits toujours confinés en calée. Le pétrole subit des transformations complexes qui modifient son comportement et sa structure en mer.

La figure 2.3 informe sur les possibles transformations subies à différentes échelles temporelles. Après un rejet en mer, le pétrole s'étale à la surface en une fine couche au cours des premières heures de l'incident (de l'ordre de quelques millimètres d'épaisseur). En quelques heures, les parties les plus volatiles sont évaporées (30 à 50 % du produit), et le mince film restant se retrouve cassé par les mouvements causés par la houle et la turbulence. Il s'organise alors en flaques et gouttelettes éparses et séparées par des zones d'eau libre. À l'échelle de quelques semaines, la présence de vagues provoque le

10. On séparera ce processus de la diffusion moléculaire, qui intervient à des échelles très petites et dont le bilan n'est pas significatif pour un polluant.

11. Au même titre que l'homogénéisation d'un café que l'on sucre en tournant une cuillère par exemple. La cuillère représente ici les phénomènes océaniques participant au mélange.

phénomène d'émulsification. Le fluide obtenu est un mélange eau de mer-pétrole qui porte le nom très imagé de "mousse au chocolat". En plus d'augmenter la quantité de produit à récupérer (de 20 à 80 %), cet état rend la pollution persistante dans le milieu car elle n'est pratiquement plus dispersible ensuite. On peut citer également des processus plus longs d'échelles mensuelle à annuelle :

- *La dissolution* dans l'eau, qui concerne une faible fraction des composants chimiques du pétrole ;
- Le processus de *photo-oxydation*, qui est la dégradation des chaînes hydro-carbonées sous l'action du rayonnement solaire (une chaîne carbonée oxydée pour mille sous un ensoleillement fort) ;
- *La sédimentation* au fond, processus lent qui ne concernent qu'une faible partie des hydrocarbures standards sauf en cas de fioul lourd ;
- La *bio-dégradation*, effectuée par les bactéries naturellement présentes dans le milieu marin, et qui est le processus le plus lent.

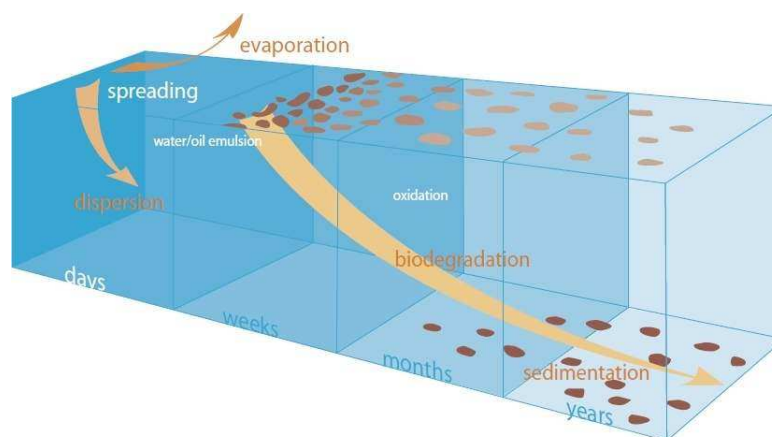
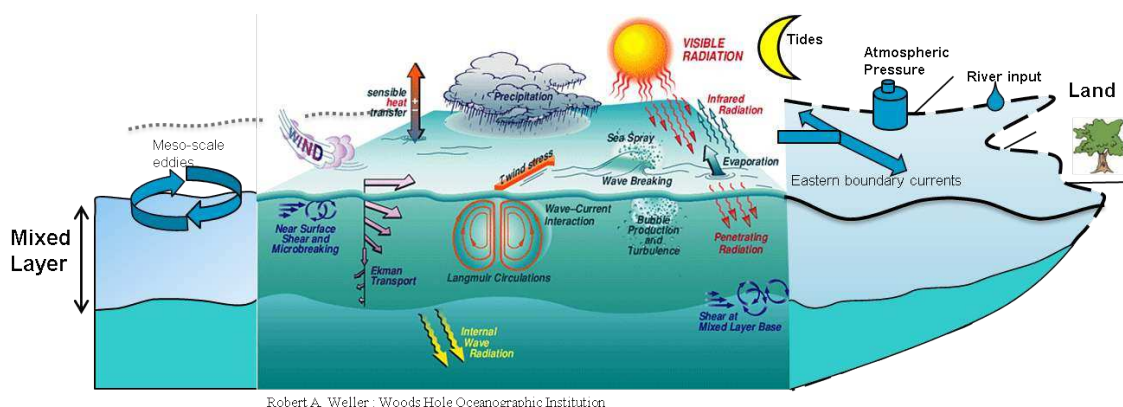


FIGURE 2.3 – Évolution du pétrole (transformations et vieillissement) dans le milieu océanique au cours des différentes échelles de temps suivant le rejet. Crédit : Cèdre.

2.3 Océan superficiel et processus dynamiques générant des vitesses de surface

De par leur proximité avec l'interface et sous le contrôle direct des flux atmosphériques, les couches de surface sont extrêmement énergétiques et riches de phénomènes océaniques complexes et variés. À la surface, l'océan échange en permanence avec l'atmosphère de la chaleur (par le biais du rayonnement solaire, la convection par le vent et sa propre émission thermique), de la masse (par le bilan précipitation-évaporation), et du moment (par les frottements issus de la différence de vitesse entre le vent et le courant de surface). L'énergie injectée provoque une réponse dynamique de l'océan.



Robert A. Weller : Woods Hole Oceanographic Institution

FIGURE 2.4 – Processus dynamiques à la surface de l'océan, figure annotée de Robert A. Weller. À l'interface, le vent et la pression produisent des courants transitoires - circulations d'Ekman et de Langmuir -, une réponse barométrique et de la turbulence. Les vagues produisent du mélange lorsqu'elles déferlent, mais induisent également un courant résiduel - le courant de Stokes. À cette dynamique spécifique se superpose une dynamique ambiante. Le géostrophisme et les instabilités façonnent les courants de grande et de méso-échelle. Les courants de marée naissent sous l'effet du potentiel astronomique et les apports d'eau douce génèrent des panaches et des circulations par ajustement du champ de masse (liés à la modification de la salinité environnante).

D'une manière générale, les mouvements océaniques trouvent leur impulsion première soit dans le rétablissement d'équilibres thermodynamiques internes visant à limiter les gradients, soit par un entrainement mécanique ou gravitationnel causé par des forçages extérieurs (e.g. [Stewart, ed. 2008 [138]]¹²).

La partie basse fréquence du signal peut être ramenée à la circulation océanique générale ainsi que sa variabilité saisonnière. Celle-ci sera considérée comme étant les mouvements semi-permanents de l'océan à l'échelle du bassin, en réponse à des forçages synoptiques tels que les gradients de densité, causés par l'inégale répartition des champs thermohalins, ou la friction, causée par les systèmes de vents globaux. La grande partie des courants de grande échelle sont en équilibre géostrophique et de ce fait peuvent être relativement bien prévus à l'aide d'un nombre limité de variables comme l'élévation de la hauteur de mer et la pression atmosphérique.

12. Chapitre 7, section 7.1 : "Dominant forces for Ocean Dynamics".

À cette circulation générale se superpose une partie haute fréquence liée à des processus locaux plus ou moins complexes et des échanges plus brutaux et soudains avec l'atmosphère, en particulier le vent.

Le stress du vent est un agent efficace pour produire des vitesses à la surface de l'océan. En très proche surface, sur les premiers centimètres qui définissent la sous couche rugueuse, la vitesse diminue très rapidement en passant du milieu gazeux au milieu liquide. Le flux est de nature turbulente. Sur les premières couches, jusqu'à environ une centaine de mètres de fond, la théorie d'Ekman [Ekman, 1905 [39]] fournit un cadre simple pour expliquer la distribution du moment selon une spirale de vitesse cisailée. La viscosité freine les mouvements sur la verticale, et l'équilibre des vitesses avec la force de Coriolis produit un enroulement progressif des vecteurs vitesses avec la profondeur. L'angle de déviation à la surface dépend fortement de la viscosité : un modèle classique d'Ekman avec un coefficient homogène sur la verticale fournit un angle de 45° alors qu'un profil de viscosité linéaire comme l'emploie la théorie de Madsen [Madsen, 1977 [86]] aboutit sur une déviation d'environ 10° . Lorsque le vent souffle, la réponse de l'océan est de nature impulsionnelle sur de courtes distances (inférieures au rayon de Rossby). Les courants sont alors alignés dans la direction du vent jusqu'à ce que la dérive d'Ekman se mette en place. Lorsque qu'il s'arrête, le vent est responsable de courants engendrés par l'inertie et l'influence de la rotation terrestre et de nature oscillatoire et (e.g. [Gill, 1982 [51]])¹³.

Le vent est également à l'origine des vagues : le frottement produit des déformations de l'interface océan-atmosphère qui grossissent progressivement et qui sont évacuées sous la forme d'ondes de gravité de surface. Les trains de vagues peuvent être générées par un vent local et sont alors associés à ce que l'on appelle la *mer du vent*, ou par des vents lointains, et portent alors le nom de *houle*. Leur existence complexifie la détermination du transport et du mélange dans la couche de surface. Au passage d'une vague, une particule d'eau décrit typiquement une ellipse fermée et plus ou moins aplatie en fonction de sa longueur d'onde. Par contre la cambrure des vagues contribue à un transport horizontal dans le sens de propagation : le courant de Stokes (e.g. Phillips, 1977 [112]). Lorsque les vagues déferlent, leur énergie est répandue sur une longueur spatiale de l'ordre de leur hauteur significative, ce qui a pour conséquence d'augmenter le mélange des vitesses et des autres quantités physiques en proche surface. Ce mélange par les vagues s'additionne aux autres mécanismes contrôlant la diffusion des vitesses sur la verticale et donc la détermination de son profil. Les modélisations que nous utilisons pour cette physique verticale sont décrites dans la partie 3.2.2.5

La dérive de Stokes peut significativement modifier le champ de vitesse de la couche de surface en interagissant avec le cisaillement. Ces interactions génèrent les circulations de Langmuir. Ce sont des rouleaux parallèles à la direction du vent ([Skylingstad et Denbo, 1995 [137]] et [Carniel et al., 2005 [21]]), de l'ordre de quelques centaines de mètres de largeur et quelques dizaines de mètres de profondeur. Elles sont les processus de convergence dominants à ces échelles.

Les mouvements de l'océan d'une échelle comprise entre le km et la centaine de km sont dits de petite-échelle à méso-échelle et sont les acteurs principaux de la variabilité

13. Chapitre "Wind Generated Inertial Oscillations in the Ocean mixed Layer", page 322.

océanique horizontale à l'horizon de quelques jours, voire quelques mois pour les structures tourbillonnaires les plus persistantes¹⁴. Ces courants sont créés par des conditions particulièrement propices à générer des méandres, des filaments et des tourbillons qui évoluent ensuite dans le milieu et compliquent les prévisions de dérive en provoquant dispersion, rétention et transport. Ces événements sont particulièrement difficiles à prévoir car plusieurs conditions bien spécifiques doivent être remplies comme par exemple l'excitation d'une situation instable, l'injection d'une anomalie d'une vorticité par le vent ou les rivières, ou encore des irrégularités topographiques sur le fond.

Enfin, les mouvements des astres induisent un déplacement horizontal des masses océaniques (e.g. [Gill, 1982 [51]])¹⁵ appelées *courants de marée*. Ces courants ont la même périodicité que les oscillations verticales du niveau de l'eau, mais canalisés par la force de Coriolis et la bathymétrie, leurs directions décrivent une ellipse fermée au cours d'une période d'oscillation. Les particules d'eau auront tendance à suivre les ellipses de marée. Le transport sur une période peut néanmoins être non nul à cause de courants résiduels créés par les interactions non linéaires entre différentes harmoniques ou avec le fond. Il est à noter que les courants de marées sont faibles loin des plateaux océaniques.

14. Il existe toutefois des tourbillons ou des circulations permanents à ces échelles, par exemple par contrainte bathymétrie.

15. Chapitre "*Tides*", page 391.

2.4 Approche typique de modélisation pour la dérive océanique

La plupart des outils permettant la prévision des dérives se placent d'un point de vue lagrangien, c'est à dire avec un formalisme mathématique qui s'attache à décrire les positions successives des corps plutôt que leur vitesse.

2.4.1 La modélisation lagrangienne de type transport de particule

Considérons l'équation de l'évolution de concentration d'un polluant dans l'océan suite à un rejet ponctuel, sans prise en compte de processus de dégradation. Les seules forces capables de distribuer la matière polluante dans le volume océanique sont alors les actions du transport par les courants, de la flottabilité et de la diffusion. Considérons cette dernière isotrope (i.e. Fickienne) et turbulente. Ces termes peuvent être écrits comme étant les membres d'une équation de convection-diffusion pour la concentration C du polluant tel que :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -U \frac{\partial C}{\partial x} - V \frac{\partial C}{\partial y} - (W + w_b) \frac{\partial C}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial C}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial C}{\partial z} \right) \quad (2.1)$$

avec U, V, W les vitesses instantanées de l'océan, w_b la vitesse verticale des particules de polluant associée à la force de flottabilité et K_s le coefficient de diffusion relié à la turbulence océanique où $s = (x, y, z)$.

À cause de contraintes numériques fortes sur ce type d'équation¹⁶, la majorité des auteurs préfèrent toutefois résoudre un problème lagrangien équivalent à l'équation (2.1).

En physique, une particule est perçue comme un élément de volume très petit sur lequel les propriétés et la distribution des variables du système sont homogènes. Dans notre cas, cette définition sied bien aux gouttelettes produites par la dégradation de la nappe au cours des premières heures du rejet. En se plaçant au niveau d'une particule de polluant, la relation qui relie les vitesses aux variables d'espace s'écrit très simplement :

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = U^{part} \\ \frac{dy}{dt} = V^{part} \\ \frac{dz}{dt} = W^{part} \end{cases} \quad (2.2)$$

avec

16. Pour l'équation de convection-diffusion, des critères strictes sur les nombre de Péclet et de Courant-Friedrich-Levy doivent être respectés afin d'assurer la stabilité des schémas numériques. Sans rentrer dans les détails, le critère CFL assure que l'information modélisée ne se déplace pas plus vite que ce que le schéma de discrétisation le permet. Le nombre de Péclet représente le rapport du transfert par convection sur le transfert par diffusion. Pour des nombres de Péclet élevés (>2), la plupart des schémas de convection centrés traditionnels deviennent instables.

$$\begin{cases} U_n^{part} = U + U_K \\ V_n^{part} = V + V_K \\ W_n^{part} = W + W_K + wb \end{cases} \quad (2.3)$$

et (U_K, V_K, W_K) étant les vitesses dues à la turbulence et dont la paramétrisation est expliquée dans la section suivante 2.4.2.

L'équation (2.2) peut être discrétisée par différents schémas numériques, une intégration classique peut être par exemple réalisée par le schéma de Runge-Kutta d'ordre 4 sur une sphère. Une illustration très simple et immédiate est l'écriture d'un schéma avant. Pour une particule située à la position (x_n, y_n, z_n) au temps discret n et dotée d'une vitesse $(U_n^{part}, V_n^{part}, W_n^{part})$, l'équation (2.1) est équivalente à :

$$\begin{cases} x_{n+1} = x_n + U_n^{part}(x_n, y_n, z_n)\delta t \\ y_{n+1} = y_n + V_n^{part}(x_n, y_n, z_n)\delta t \\ z_{n+1} = z_n + W_n^{part}(x_n, y_n, z_n)\delta t \end{cases} \quad (2.4)$$

avec $n + 1$ le temps discret suivant n et $\delta t = t_{n+1} - t_n$.

Ces équations illustrent le passage des équations eulériennes et aux équations lagrangiennes.

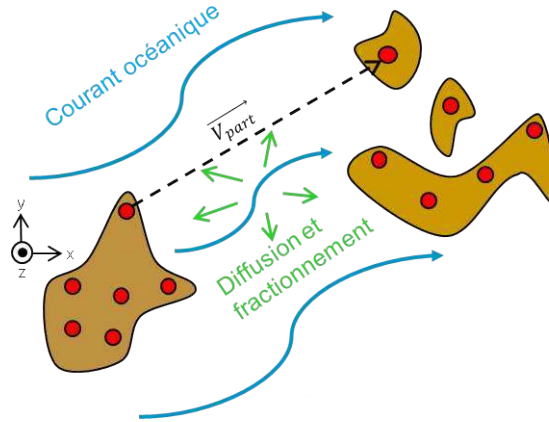


FIGURE 2.5 – Schématisation de la représentation d'un polluant dans un modèle de dérive de type particulaire. Les particules formant la nappe sont représentées par des points rouges et l'enveloppe de la pollution est coloriée en brun. La vitesse d'une particule V^{part} est obtenue par la somme du courant océanique et de la diffusion turbulente, ces deux forces produisant la séparation de la nappe en plusieurs amas de particules isolés au bout d'un certain temps.

2.4.2 La modélisation de la turbulence lagrangienne

Dans les équations lagrangiennes, la représentation de la turbulence implique la prescription d'une vitesse (U_K, V_K, W_K) . En suivant un point matériel (point de vue lagrangien), la diffusion turbulente est reliée à des mouvements de petite dimension et de nature

aléatoire, un comportement impossible à modéliser explicitement. La manière traditionnelle de les inclure est de paramétrer une succession de pas aléatoires, effectués "au hasard". Il s'agit du modèle de marche aléatoire lagrangienne (ou "random walk" en anglais). Ces pas aléatoires sont indépendants les uns des autres, ce qui leur donne des propriétés statistiques dites "Markoviennes". Ces dernières impliquent qu'à chaque instant, la position future de la particule dépend de sa position présente, mais pas de sa position passée : ce n'est donc pas un processus à mémoire.

Les modèles de marche aléatoire lagrangienne ajoutent un mouvement additionnel stochastique dans les équations de mouvement au travers des vitesses turbulentes. Par exemple, en considérant une turbulence isotrope de coefficient K_s , une vitesse variant aléatoirement peut s'écrire :

$$U_k = V_k = W_K = \frac{A_l \sqrt{2K_s \delta t}}{\delta t} \quad (2.5)$$

avec $D = \sqrt{2K_s \delta t}$ la distance maximale parcourue pendant un temps δt avec la vitesse turbulente U_k . Cette distance est en pratique fixée par des connaissances empiriques ou observées sur la dynamique de l'écoulement à reproduire. Le terme A_l est une réalisation aléatoire d'une distribution normale centrée, avec une moyenne nulle et une variance égale à 1. Une autre manière de voir les choses est que l'équation (2.5) fournit directement un coefficient de diffusion eulérien qui varie à chaque réalisation de A_l selon :

$$K_s = U_k D = A_l \frac{D^2}{\delta t} \quad (2.6)$$

Le bon sens physique pousse néanmoins à penser que les mouvements turbulents sont reliés à la dynamique du milieu, en particulier sa variance. Les modèles de type vol aléatoire lagrangien ("random fly" en anglais) sont une approche plus élaborée car la vitesse de diffusion tient compte de propriétés statistiques au préalable connues du champ de vitesse. Nous présenterons ici le modèle de [Griffa et al., 1995 [55]] à titre illustratif, qui propose la paramétrisation des vitesses turbulentes à partir de vitesses lagrangiennes observées.

Le modèle se base sur les fameuses propriétés Markoviennes. Pour les vitesses observées, il est possible de calculer un temps intégral lagrangien, un outil permettant d'exprimer la mémoire d'une particule, c'est à dire le temps caractéristique au bout de laquelle la vitesse présente n'est plus corrélée à celle du passé.

Le temps intégral lagrangien Γ peut se calculer à partir de l'autocorrélation $R(\tau)$ des vitesses observées U_{part}^{obs} en considérant que celui décroît exponentiellement en fonction de Γ :

$$R(\tau) = \frac{1}{\sigma} \langle U_{part}^{obs}(t) \cdot U_{part}^{obs}(t + \tau) \rangle = e^{-\frac{\tau}{\Gamma}} \quad (2.7)$$

avec σ^2 la variance des vitesses observées. Le modèle s'écrit pour une composante de la vitesse U_K en conservant les notations précédentes :

$$\begin{cases} dx &= (U + U_K)dt \\ dU_K &= -\frac{U_K}{T}dt + \sigma\sqrt{\frac{2}{T}}dA_l \end{cases} \quad (2.8)$$

dA_l est un incrément temporel aléatoire d'une distribution normale centrée, et dont le second moment vérifie $\langle dA_l \cdot dA_l \rangle = dt$.

D'un point de vue physique, l'évolution de la vitesse turbulente est soumise à la perte d'une fraction de son moment $U_K dt$ et à l'ajout d'une impulsion aléatoire proportionnelle à dA_l et causée par l'interaction turbulente.

2.5 Historique de la dérive océanique et systèmes prévisionnels modernes

2.5.1 L'évolution des prévisions aux cours de ces dernières années

Une grande variété de modèles de prévision de dérive de polluants est utilisée de nos jours. Ceux-ci prennent la forme de modèles de trajectoires déterministes ou de dispersion de particules basés sur une représentation bidimensionnelle ou tridimensionnelle, et pour les systèmes les plus complets, peuvent être associés à des modélisations de processus de transformation et de dégradation physico-chimique. Nous nous focaliserons uniquement ici sur l'aspect advectif de ces modèles, c'est à dire la partie du transport en lien avec la physique du système océan-atmosphère.

Pré-années 90, la dérive était estimée pour la plupart des cas par un calcul "sur la table", en interprétant des cartes de courants marins déduits d'Atlas, ou de données historiques ou statiques. Une autre règle établie par l'observation est qu'en condition de vent faible et sans déferlement, 3.5 % du vent dans sa direction donne une bonne estimation de la dérive de nappe en zone côtière.

Les travaux assez médiatisés des océanographes Curos Ebbmeyer et James Ingraham (université de Seattle) sur la dérive des *friendly floatees* dans le Pacifique, petits jouets de bains flottants en forme d'animaux colorés, ont montré qu'il était possible d'utiliser avec un certain succès des modèles numériques. En 1992, suite à une tempête, un conteneur renfermant 28 800 de ces jouets se retrouve à l'eau et s'ouvre en plein océan Pacifique. Dix mois après l'incident, les premiers jouets sont retrouvés sur les côtes de l'Alaska, ayant parcouru 3 200 km depuis leur point de lâcher. Ces scientifiques, qui étudient depuis longtemps la dérive de diverses épaves et débris marins, ont développé un modèle de circulation de surface (OSCUR). Ce modèle utilisait un nombre limité de mesures de pression d'air pour calculer la direction et l'intensité du vent ainsi les courants de surface induits. Grâce à celui-ci, ces océanographes ont correctement prédit les échouages suivants dans l'état de Washington en 1996, et ont conjecturé le voyage des jouets vers l'Alaska, le Japon et leur arrivée une dizaine d'années plus tard dans l'océan Atlantique Nord par le détroit de Béring.

La première génération de modèles de dérive était donc des modèles 2D de surface (modélisation barotrope), qui utilisaient une relation simple au vent afin de paramétrer le courant de surface. En 1993, le naufrage du super tanker Braer à 100 m des côtes des îles du Shetland (Écosse) démontre que la règle du vent n'est pas suffisante. 80 000 tonnes de pétrole brut se répandent dans l'océan. La plus grande partie de la pollution est étonnamment transportée vers le sud, direction contraire des vents. En réalité, à cause de sa masse, le polluant se stabilise au sein de la colonne d'eau, en particulier dans la couche de mélange. [Youssef et Spaulding, 1993 [157]], parviennent finalement à mettre en place un modèle barotrope forcé par le vent et les vagues qui reproduit le scénario d'une manière satisfaisante. Celui-ci fait l'hypothèse que le transport moyen se produit à une profondeur de 2.5 à 5 fois la hauteur des vagues. Les travaux de [Johansen, 1984 [64]], [Elliott et al., 1986 [41]], [Singssas et Daling, 1992 [136]], avaient déjà clairement montré

l'importance que pouvait avoir le cisaillement de courant sur la verticale pour le transport d'hydrocarbure.

La plupart des modèles de dérive utilisés des années 90 à aujourd'hui se basent sur des techniques simples de superposition linéaire qui décomposent les forces auxquelles est soumise la nappe. Dans cette stratégie, le transport total est obtenu par l'addition vectorielle des transports causés par le courant moyen, la marée, les courants générés par le vent/vague, et la diffusion turbulente. Les informations sur le courant moyen et les vagues proviennent soit d'observations soit de modèles hydrodynamiques. Les courants induits par le vent et les vagues sont normalement conditionnés ensemble et représentés par un coefficient de dérive au vent empirique, avec une déviation angulaire dépendante du vent [Huang and Monastero, 1982 ([62]). La dérive varie alors de 2.5 à 4.4 % de la vitesse du vent, avec une valeur moyenne de 3-3.5 %. L'angle de déviation varie entre 0 et 25 ° à la droite du vent dans l'hémisphère Nord, et inversement dans l'hémisphère Sud. Les vecteurs sont ensuite intégrés numériquement dans le temps pour déterminer la nouvelle localisation. La figure 2.6 fournit un exemple d'addition vectorielle de courants.

L'émergence de modèles de circulation océaniques tridimensionnels modernes en fait une entrée tentante pour la spécification du champ de courant. Les courants moyens, de marée, et induits par le vent peuvent ainsi être prévus simultanément. Ils fournissent la modélisation océanique la plus complexe et sophistiqués disponible, les modèles de dérive récents tendent donc à en utiliser de plus en plus les sorties. Néanmoins ils sont critiqués pour être inadéquats à reproduire fidèlement les forts gradients de vitesse présents à la surface de l'océan. Leur complexité fait que les erreurs de modélisation sont plus difficilement identifiables et les résultats sont fortement dépendants des forçages et de la qualité des données utilisées aux frontières. Enfin, ils nécessitent des besoins en calcul lourds, et le temps nécessaire à la prévision devient important, parfois incompatible avec les besoins de l'application.

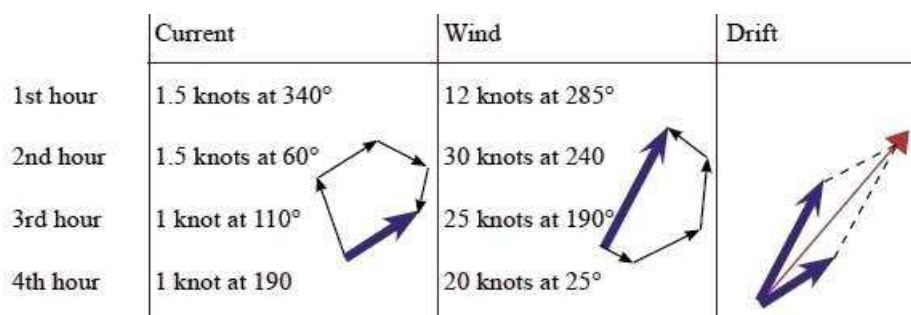


FIGURE 2.6 – Exemple de méthode empirique de calcul de la dérive heure après heure, à l'aide de connaissance sur le vent et le courant locaux. La nappe est supposée dériver avec 3% de la vitesse du vent et 100% de celle du courant. Pour effectuer une prévision de 4 h suffit d'ajouter les vecteurs des vents et des courants estimés heure par heure. Crédit : Cèdre.

2.5.2 L'exemple d'un système opérationnel moderne : Met.no, Norvège

Avec plus de 450 plateformes pétrolières, la mer du Nord est l'une des zones les plus profilées en hydrocarbures au monde (Ekofisk, Statfjord, etc...). Sous cette menace, le modèle d'assistance opéré par le centre national météorologique Norvégien (Met.no) fait office de référence pour la dérive opérationnelle [Hackett et al., 2006 [30]]. Celui-ci utilise des prévisions de vent, vagues et d'océan "maison" (respectivement les modèles Hirlman (12 km), WAM (10 km) et MIPOP(4km)), mais propose également un interfaçage avec une variété de modèles hydrodynamiques dont les prévisions sont récupérables par connexion FTP ou Opendap (Mercator, MFS, FOAM, TOPAZ, MIPOP et climatologique). Ceci permet de fournir au demandeur un mini ensemble de prévisions lorsque la couverture spatiale le permet.

Le modèle de polluant de super-particules, OD3D, utilise les champs de courants océaniques et les vitesses de Stokes (du modèle de vague WAM) pour des mouvements horizontaux. Il n'y a pas de paramétrisation spécifique en fonction du vent comme cela peut être le cas pour d'autres systèmes. Les champs de température et salins tridimensionnels interviennent dans l'évolution chimique en surface et en sub-surface. Environ 70 types de polluants sont représentés, avec chacun leurs caractéristiques chimiques pour l'évaporation, l'émulsification et la dispersion naturelle.

Le modèle SAR est décrit par [Breivick O. et al, 2007 [17]]. Il s'agit d'un modèle basé sur l'approche du Leeway. Le Leeway est une méthode mise au point par les gardes côtes Américains et qui utilise un coefficient de dérive au vent variable en fonction du type d'objet poursuivi (cibles SAR). Une approche de Monte-Carlo est utilisée afin de perturber les coefficients, et l'angle estimé de l'objet par rapport au vent. La comparaison à la méthode déterministe montre que les zones de recherche augmentent beaucoup moins rapidement grâce à cette méthode perturbative.

2.6 Problématiques mises en avant par des études récentes

Pour l'évaluation du transport, toutes les approches sont unanimes sur l'utilisation du courant de surface océanique, qu'il soit observé ou modélisé. Par contre, les effets du vent sont souvent représentés de différentes manières, en particulier les courants levés et la dérive de Stokes. L'approche traditionnelle est d'utiliser une fraction du vent à 10 m (le "wind factor"), mais celle-ci varie en général en fonction du modèle hydrodynamique avec lequel on l'associe. La règle est d'essayer de combler les biais du courant de surface en injectant la bonne fraction de vent. Certains auteurs soulignent que l'utilisation du vent à 10 m est inapproprié car différent du vent de surface. Par exemple, [Price et al., 2004 [119]] utilise dans son étude sur le plateau nord-est du Mexique des bouées dérivantes pour valider les sorties du modèle de nappe OSRA (Oil Spill Risk Analysis model). OSRA utilise 3.5 % du vent à 10 m (noté U_{10}) avec un angle de déviation empirique tel que $\theta = 25^\circ \exp(-U_{10}^3/1184.75)$. Il obtient des distances de séparation de 78 km pour trois jours de trajectoires. [Carracedo et al., 2006 [23]] reproduit les événements du Prestige avec un certain succès. Il utilise un modèle hydrodynamique 3D à haute résolution en rajoutant un facteur au vent de 1.5 % dans la direction du vent, sans la prise en compte des courants de marée et de la dérive de Stokes.

Une autre approche consiste à utiliser un modèle de vague pour représenter de façon plus réaliste la dérive de Stokes. [Jordi et al., 2006 [66]] documente un système de prévision opérationnel pour la Méditerranée qui utilise des prévisions de vagues et des processus physiques de dégradation. La particularité du système est sa capacité à intégrer un réseau de modèle hydrodynamiques imbriqués, depuis l'échelle du rivage jusqu'à l'échelle du bassin (depuis 10 m jusqu'à 10 km en terme de résolution horizontale). [Wang et Sheng, 2010 [155]] décrit le modèle développé par les chinois, qui est basé sur le couplage océan-vague et utilise une grille déstructurée.

D'autres études cherchent à "doper" directement les courants de surface aux travers de leurs échanges dynamiques avec le vent. A l'aide d'un OGCM (*Ocean General Circulation Model* ou modèle de circulation océanique général en français) à 6km de résolution (ROMS) [Gonzales et al., 2006 [52]] a montré qu'une correction du vent utilisée comme forçage (NCEP à 6h) à l'aide d'une bouée météorologique améliorerait sensiblement la reproduction de la pollution du Prestige. En mer du Japon, [Ohshima, 2008 [106]], a effectué une correction du coefficient d'échange d'énergie entre vent et océan (C_D) de l'ECMWF d'un facteur 1.25. L'auteur souligne également l'importance des flux de flottabilité imposés par la rivière Amur pour la modélisation d'une circulation réaliste à la côte.

La bonne représentation du système de vent local est cruciale. [Beg Paklar et al., 2008 [10]] a mis en évidence le rôle de la Bora en Adriatique et les apports d'eau saumâtre des rivières pour le conditionnement du courant. Son étude a également visé l'amélioration des échanges océan-atmosphère avec une modification du coefficient en fonction de l'instabilité de la couche limite atmosphérique. Plus récemment, [Elliott, 2004 [40]] a montré l'importance de la variabilité du vent, en utilisant un jeu de forçages stochastique réaliste, sur le devenir de pollutions marines fictives modélisées. Celui-ci est construit à partir des vents modélisés par le UK Metoffice (1/12 ° de résolution). [Kako et al., 2010 [67]] présente une

validation lagrangienne du modèle de dérive chinois, forcé par les vents Quickscats (observations diffusiométriques). Ces vents ont du mal à reproduire correctement les épisodes de vents intenses affectant les plateaux de la mer de Chine.

Les données lagrangiennes sont par essence des données localisées, aussi sont-elles fortement contraintes par les processus physiques rencontrés et les conditions météo-océaniques immédiates. [Limeburner, 1995 [80]] a étudié les trajectoires de neuf drifters localisés par satellite au nord du Brésil, lâchés à l'embouchure de l'Amazone. Il a identifié que le transport transverse à la pente est provoqué par la décharge fluviale associée aux courants de marée, alors que le vent a une action importante surtout pour le transport le long de la pente. [Fletcher, 2008 [45]] a étudié le transport de particules passives observées dans l'archipel de Floride à l'aide d'un OGCM à haute résolution (800 m horizontale et 0.1-1m vertical). La marée n'a pas semblé jouer de rôle important sur des échéances de l'ordre de la semaine, mais le courant résiduel semble contrôler le transport de pente. Le mécanisme majeur de rétention des particules à la côte sont des courants levés par les vents et dirigés vers celles-ci.

La représentation de la méso-échelle dans les champs de vitesse a toujours été un problème pour la modélisation du transport, en particulier parce qu'il faut des résolutions importantes aux hautes latitudes pour les représenter correctement. À partir de données de drifters drogués voyageant sur la pente du courant Nord en Méditerranée, [Rubio et al., 2009 [125]] a introduit des structures circulaires fines et réalistes dans un champ eulérien modélisé par un OGCM. Le courant reconstruit a ensuite démontré sa capacité à reproduire des observations indépendantes mieux que le champ d'origine. Dans son étude sur la mer Noire, [Korontenko et al., 2010 [70]] utilisent un OGCM au $1/12^\circ$, les auteurs mettant en avant l'importance de la haute résolution pour représenter correctement les circulations méso-échelles qui s'épanouissent sur le contour du bassin. [Van Sebille et al., 2009 [151]] montre que des courants au $1/10^\circ$ ont plus de capacité à représenter et à reproduire la trajectoire de drifters dérivants dans le système du courant des Aiguilles, alors que les modèles au $1/8^\circ$ et au $1/2^\circ$ n'ont de bons résultats que dans quelques sous-régions spécifiques. [Lynge et al., 2010 [83]] montre l'impact de la résolution sur la dispersion due aux courants de marée à l'aide d'un modèle à haute résolution. [Ning et al., 2010 [105]] met en avant la marée comme processus de transport principal dans la baie d'Hangzhou.

Un intérêt particulier porte sur les échelles représentées par les forçages atmosphériques. [Jorda, 2005 [65]] présente une étude sur le modèle opérationnel de dérive utilisé pour la gestion des côtes Catalanes (CAMCAT). Des tests de sensibilité sur la résolution des champs de vitesse océaniques et la fréquence des champs atmosphériques utilisés montrent qu'il existe des échelles de coupures clés, en lien avec la dynamique de la zone. On peut observer une amélioration significative des résultats à partir de 12 km (de l'ordre du rayon de Rossby en mer Catalane). La période de 12 heures semble une échelle minimale pour la variabilité du vent dans cette région. L'étude de [Thomson et al., 2003 [146]] sur le plateau Ecossois conclut (pour sa zone) que l'augmentation de la résolution horizontale du champ de vent utilisé en forçage, qui passe de 35 à 12 km, n'augmente pas la qualité de la prévision (on a même une tendance à la dégradation). [Scott et al., en revision[129]] suggère à l'aide de filtrages spatiaux gaussien qu'il existe une échelle optimale en dessous

de laquelle les OGCM n'apportent plus d'information bénéfique, il a positionné cette barrière à 75 km pour les modèles au $1/12^\circ$. Son étude consiste à reproduire la trajectoire des drifters du programme SVP (série temporelle totale de 7000 jours) dans le Pacifique équatorial. Les valeurs médianes des distances de séparation qu'il a obtenues sont de 13-15 km pour 3 jours de dérive.

Puisque la problématique vient d'erreurs de représentativité dans les champs de vitesse modélisés, certains travaux se tournent vers des techniques ensemblistes. Celles-ci ont pour but soit de proposer une vision plus large des résultats en perturbant les entrées (voir [Sebastiao and guedes Soares, 2004 [130] ; Sebastiao and guedes Soares, 2006 [131]]), soit d'appliquer des techniques de combinaison afin de compenser les erreurs. [Rixen et al., 2004 [123]] utilise une méthode d'hyper-ensemble en combinant linéairement des champs de vitesse obtenus à partir de modèles différents. La combinaison se fait de manière pondérée, les poids associés à chaque modèle visent à diminuer l'écart de la combinaison finale aux observations sur une courte période pendant laquelle on considère l'observation connue (période d'apprentissage). [Vandenbulcke et al., 2009 [152]] étend cette technique avec un filtre Kalman d'ensemble et l'utilisation de poids complexes permettant la rotation des champs de vitesse.

Nos travaux ont été particulièrement inspirés par ces études :

Celles-ci mettent tout d'abord en avant que la précision des données d'entrée est une problématique majeure. La contribution la plus difficile à estimer vient de l'océan, et en particulier sa réponse haute fréquence au vent dont les processus intrinsèques doivent être paramétrés. Les observations ont du mal à discriminer les différentes composantes du transport causé par le vent en proche surface. Celles-ci montrent qu'en plus des oscillations d'inertie, une dérive de l'ordre de 2 à 4 % du vent avec des écarts angulaires de 0 à 30° se produisent (hémisphère Nord) [Tsahalil, 1979 [149]]. Ces variations sont interprétées comme étant mélange de dérive de Stokes et de dérive des courants levés par le vent. La majorité des auteurs préfère alors utiliser une paramétrisation empirique à rajouter au courant de surface afin d'englober toutes les problématiques liées au transport par le vent : la dérive de Stokes, l'entraînement direct sur les surfaces exposées ou indirect aux travers des courants levés. Un premier axe de travail légitime porte donc sur le *forçage atmosphérique*, soumis à des critères de qualité forts et également sur les différentes façons de modéliser les échanges océan-atmosphère.

Ensuite, une problématique importante provient des *échelles résolues*. Les auteurs encouragent à utiliser les meilleures résolutions spatiales et temporelles possibles, mais certaines études échouent dans l'utilisation de la haute résolution car les petites échelles sont par nature plus turbulentes et bruitées. Elles sont donc modélisées avec moins de certitudes que les structures les plus larges ou les mouvements les plus réguliers, ce qui aboutit à des problèmes de phase ou de perturbations irréalistes.

Il est souvent justifié que la compréhension des *processus physiques* locaux est nécessaire pour représenter correctement leurs effets. La modélisation permet d'effectuer des études de sensibilité en permettant d'isoler la contribution processus et de la modifier si besoin, ce qui permet d'affiner leur représentation. De par la complexité et l'interaction naturelle des phénomènes océaniques, en particulier près de la côte, ces réglages sont sensibles.

Chapitre 3

Approche, outils et processus étudiés

Cette partie se focalisera sur l'aspect technique de cette thèse. L'objectif final étant la reproduction de trajectoires réellement observées à l'aide d'outils numériques, la maîtrise des codes de calcul - un modèle d'océan et deux modèles lagrangiens -, ainsi que la réalisation des simulations ont pris une grande place dans nos travaux.

Les données lagrangiennes proviennent de deux expériences de lâchers de bouées suivies par satellite. Ce chapitre débutera par une rapide description des trajectoires en y associant d'ores et déjà la responsabilité de phénomènes météo-océaniques locaux. Des notions sur le matériel utilisé suivront, en particulier celles concernant les erreurs de localisation. Les données brutes de trajectoires ont été traitées avec la volonté de conserver au mieux les échelles les plus fines d'une trajectoire réelle.

La prévision de l'état océanique est calculée par le modèle de circulation océanique général NEMO, introduit dans la seconde section du chapitre. Nous insisterons sur quelques éléments clés de la modélisation importants pour notre étude, comme par exemple la turbulence verticale. Les configurations océaniques spécialement développées pour cette étude ainsi que les paramètres sensibles sélectionnés pour nos simulations y seront également décrits.

Les prévisions de courant sont ensuite utilisées par deux outils lagrangiens : Mothy, qui est le modèle de dérive de polluant utilisé de manière opérationnelle à Météo-France, et Ariane, qui est un outil lagrangien de recherche pour l'étude et la valorisation des sorties de modèles océaniques sur des thématiques de transport. Les deuxième et troisième parties sont dédiées à la description de ces outils, des approches choisies ainsi que leur limitation.

Enfin, la dernière section du chapitre relie les différents outils, données et protocoles retenus. Elle explique leur utilisation commune pour générer les prévisions de dérive et leur qualité. Nous y mentionnerons nos choix de méthode et présenterons les scores de dérives objectifs mis en place pour évaluer la sensibilité et l'impact des paramètres choisis.

3.1 Cas tests étudiés et le traitement du jeu de données lagrangiennes

3.1.1 L'expérience MERSEA en Méditerranée

Le premier cas-test correspond à un exercice en conditions réelles réalisé dans le bassin Méditerranéen Ouest. C'est une expérience qui a été menée pour le volet "SAR et dérive" du projet MERSEA¹. Elle a consisté à la mise à l'eau de six flotteurs de surface de type PTR (voir section 3.1.4.2) relâchées au large de la côte d'Azur par le Cedre lors de l'hiver 2007.

Les six trajectoires fournissent chacune environ deux mois de données sur une période qui s'étend du 10 octobre au 6 décembre 2007. Les bouées portent les numéros d'identification 60212, 60213, 75661, 75662, 75663 et 75664. Leur parcours est visible sur la figure 3.1.

Les bouées dérivantes, ou *drifters*², sont dans un premier temps entraînés par le courant situé au niveau du talus au nord du bassin : le courant Liguro-Provençal-Catalan (LPC). En cette période pré-hivernale, il est presque à son maximum d'intensité avec des vitesses de l'ordre de 40 cm/s. Les bouées arrivent ainsi au niveau du Golfe du Lion en une dizaine de jours. Les plus rapides (quatre) font une incursion sur le plateau, menaçant même de s'échouer sur le littoral marseillais et d'écourter l'expérience. Heureusement, un coup de Mistral survenu le 18 octobre va provoquer leur remise en circulation dans la veine de transport du LPC, puis leur dispersion plus au sud. Les bouées les moins rapides (deux) prenant la direction du large, on séparera dans la suite de l'étude les deux groupements en les nommant respectivement "trajectoires de pentes" et "trajectoires du large".

Les bouées de pentes continuent leur parcours et entrent en Mer Catalane, puis en mer des Baléares où les trajectoires deviennent plus agitées et effectuent des séries de boucles que l'on rapproche à de l'activité océanique tourbillonnaire et turbulente. Une des bouées sort par le canal d'Ibiza pour finalement s'échouer au sud de l'île du même nom. Deux autres bouées dérivent jusqu'au courant des Baléares et sont toujours en mer au terme des mesures disponibles.

Les trajectoires du large sont constituées de la bouée 75663, qui voyage au centre du bassin avec une course presque directe jusqu'à Minorque, et la bouée 75661, la plus à l'est du lot, qui dérive vers le large dans le sillage direct des vents. Notons que cette dernière effectue un écart important au milieu du bassin, comportement sans doute influencé par la présence d'un tourbillon.

1. MERSEA fût un projet européen avec la vocation de développer un système européen unique pour l'observation et la prévision opérationnelle de l'océan global (2004-2008). Il a abouti sur le programme MyOcean en 2009 jusqu'à aujourd'hui.

2. Expression anglaise pour désigner les bouées dérivantes et fréquemment utilisé dans le jargon océanique international.

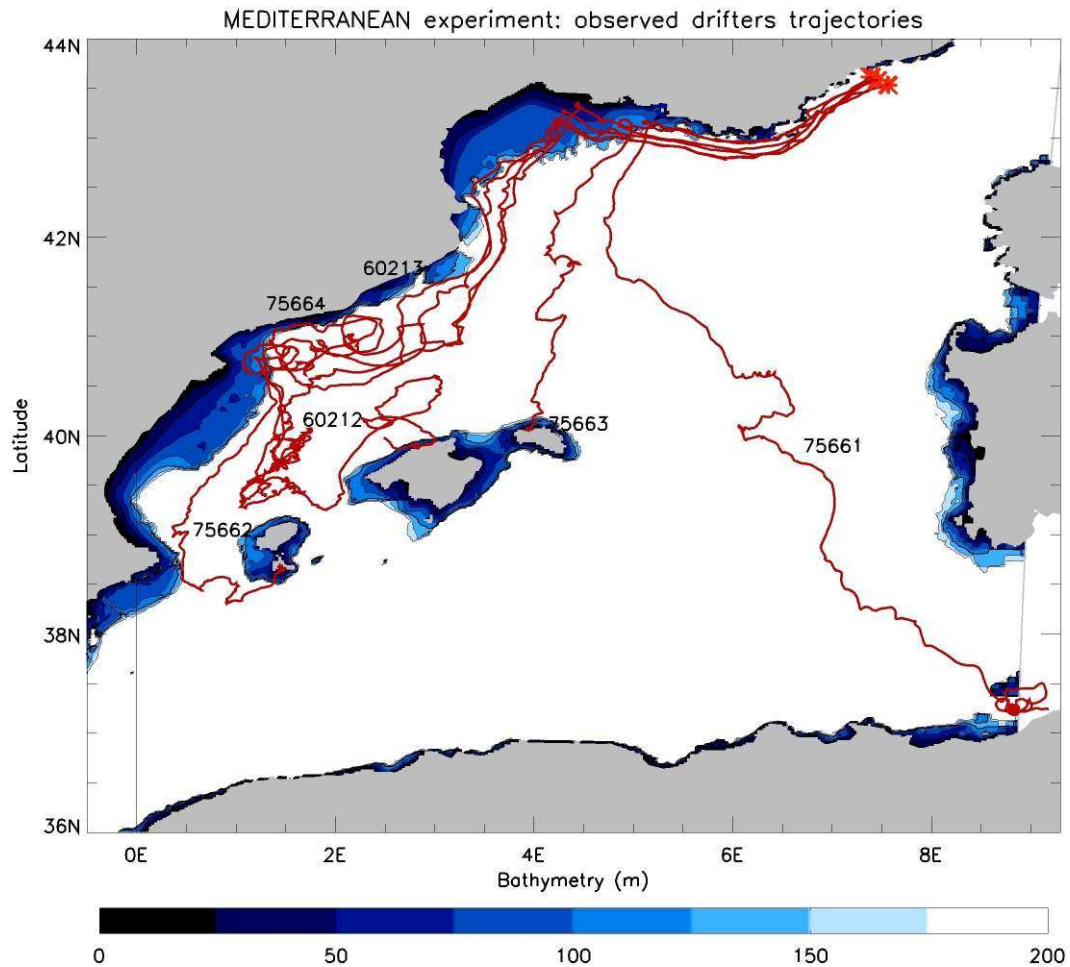


FIGURE 3.1 – Parcours des six bouées dérivantes lâchées lors de l'expérience de dérive MERSEA. Les trajectoires montrées sont celles obtenues après le traitement des données brutes. Les six bouées ont été lâchées au niveau de la côte d'Azur en hiver 2007 avec positions initiales marquées par des croix rouges. Le numéro d'identification de la bouée est visible vers le milieu des trajectoires. Le plateau océanique (isobathe 200 m) est colorié en dégradé de bleu. On séparera dans l'étude les "trajectoires de pente" (bouées 60212, 60213, 75663, 75664) des "trajectoires du large" (75661 et 75663).

3.1.2 L'expérience DALIA en Angola

Le second cas d'étude est situé au large des côtes Angolaises où les trajectoires de deux flotteurs du même type nous ont été fournies par la société pétrolière TOTAL. Le jeu de données est de courte durée (1 mois de trajectoire pour chacune des deux bouées) et peut sembler pauvre, mais cette zone est en réalité très peu observée et ces deux trajectoires constituent des données lagrangiennes récentes et exclusives sur ce site. La figure 3.2 présente celles-ci. TOTAL a associé à ces données le nom de "DALIA" car les bouées ont été mises à l'eau à proximité de la plateforme du même nom. Les positions initiales sont quasi-similaires, mais espacées l'une de l'autre d'une journée d'intervalle. Celle relâchée le 1er mars a pris la direction du nord, et celle mise à l'eau le jour suivant a dérivé en direction opposée, signe d'un renversement des courants près de la côte qui s'est produit à ces dates.

La bouée Nord dérive au large du talus et effectue deux boucles complètes peu après sa sortie de l'influence du fleuve. Le reste de la trajectoire est quasi rectiligne pour les latitudes au-dessus de 5 °S. Le 7 mars, la bouée Sud change subitement de direction, juste avant d'atteindre l'embouchure du Congo, et bascule alors vers le sud. Elle poursuit ensuite dans cette direction en étant transportée le long du plateau. Elle décroche finalement vers le large à 9 °S, à cause du décollement provoqué par la bathymétrie au niveau de Luanda (9 °S). Le régime de vent est connu pour être plutôt faible en cette saison avec des alizés de sud.

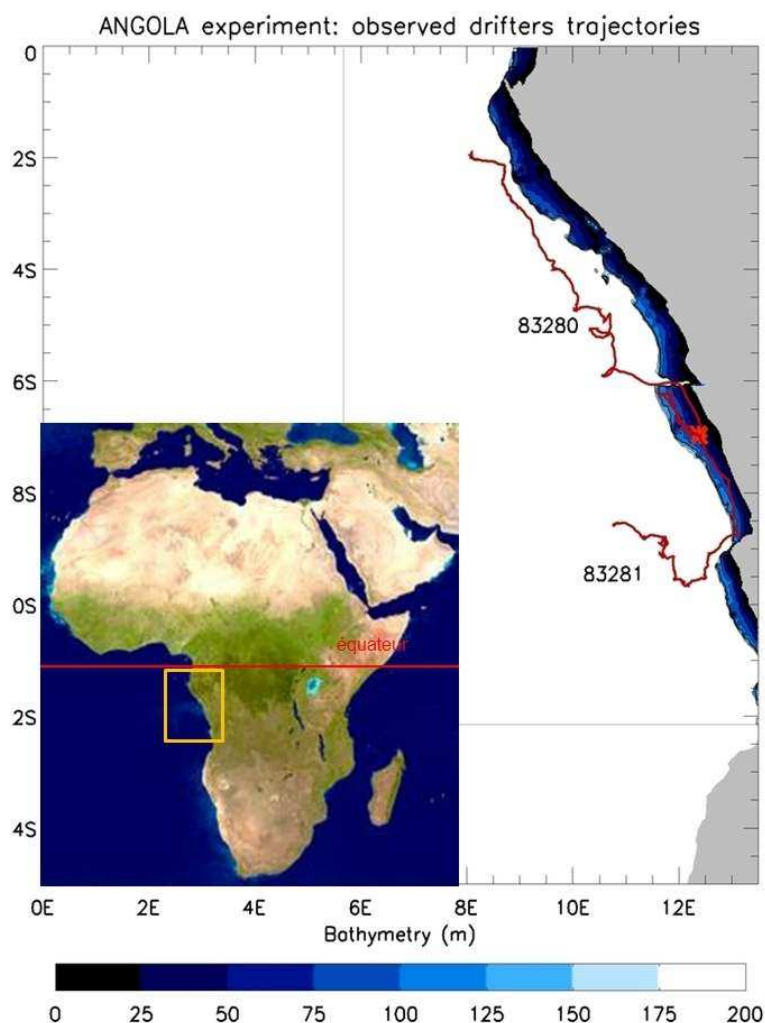


FIGURE 3.2 – Expérience de dérive océanique DALIA. Figure identique à la figure 3.1. La zone offshore d'Angola est localisée sur la mini-carte insérée sur la figure. La trajectoire des bouées est coloriée en rouge et les positions initiales des trajectoires sont marquées par une croix rouge. La bouée ayant pris la direction du sud (83281) a été lâchée le 2 mars, soit un jour plus tard de la première qui dérive vers le nord (83280).

3.1.3 La particularité des zones d'études

Bien que la sélection de ces zones d'étude ait été en premier lieu conditionnée par la disponibilité des données, notre choix a été également motivé par leur différences notables en terme de dynamique.

Les opérations de lâchées de bouées dérivantes ont un coût important et les propriétaires des données les mettent rarement à la disposition d'un tiers. Nous avons pu tirer parti de la participation de Météo-France au projet MERSEA, ainsi que la curiosité et l'intérêt de Total à vouloir maîtriser aux mieux les problématiques de dérive près des côtes de l'Angola. Ces données sont en effet récentes au regard de la thèse, et permettent d'utiliser des jeux de forçages de systèmes opérationnels atmosphériques et océaniques qui sont proches de l'état de l'art actuel³. Un accord a été signé avec un Total pour la fourniture des données et le suivi des avancées de notre étude par des réunions régulières.

La Méditerranée est une zone d'un intérêt particulier à cause de la complexité des phénomènes rencontrés, avec la présence de courants de densité instables et une activité à méso-échelle importante. Il y est également mêlé un enjeu stratégique car c'est une zone de compétence nationale soumise à un trafic maritime dense. La zone Angola est en territoire équatorial, ce qui sous-entend une échelle plus large des structures et une dynamique côtière spécifique (ondes piégées par exemple). Les enjeux sont tout aussi importants de par la présence naturelle de pétrole qui y est considérablement exploité.

3. Un système opérationnel atmosphérique ou océanographique est généralement mis à jour tous les deux ou trois ans, ce qui marque des discontinuités dans les séries temporelles disponibles. Les réanalyses sont spécialement produites pour palier à ces sauts de qualité, mais étant la plupart du temps tournées vers des applications climatiques ou saisonnières, elles ne sont le plus souvent effectuées qu'à des résolutions temporelle et spatiale limitées.

3.1.4 Les bouées dérivantes utilisées pour le suivi de pollutions marines

3.1.4.1 Quelques notions générales sur les bouées dérivantes

Les bouées dérivantes sont le principal outil d'observation pour échantillonner l'océan sous son aspect lagrangien avec l'obtention de séries temporelles plus ou moins longues⁴. Le premier matériel dérivant expérimental était des bouteilles en verre, celles-ci devant être larguées au sein de courants océaniques bien connus et peu divergents afin d'assurer un échouage contrôlé à la côte. L'interprétation restait toujours difficile, car seulement une fraction du matériel était retrouvée, et les trajectoires entre le point de largage et le point d'arrivée n'étaient pas connues avec grande précision.

Le bon technologique réalisé durant les années 70 dans le domaine de la communication et de l'instrumentation a permis de doter progressivement les bouées d'outils de localisation précis et permettant leur suivi avec un détail de l'ordre de quelques heures. Les bouées modernes sont maintenant suivies par satellites grâce à deux réseaux d'acquisition : le système GPS (Global Positioning System) et le réseau de collecte Argos⁵. Le réseau Argos spécifie la précision de la localisation grâce à trois classes d'erreur de mesures. Celles-ci dépendent du nombre de satellites d'observation au moment de la mesure ainsi que du nombre de messages de position reçue durant un laps de temps donné. La technologie GPS a été introduite au sein des drifters de la fin des années 90 afin d'augmenter la précision de l'acquisition.

Il est très important de prendre conscience que la comparaison directe des vitesses des bouées dérivantes à des courants de surface modélisés ou observés par d'autres instruments est délicate. [Niller et al., 1995 [104]] a été un des premiers à mettre en avant la problématique de la prise au vent pour les drifters de surface. Le vent frotte alors sur les parties émergées du matériel et provoque un entraînement additionnel qui désolidarise la bouée du courant océanique. Pour pallier à ce phénomène, les bouées de type SVP (NOAA), couramment utilisées dans divers programmes scientifiques mondiaux, sont équipées d'une drogue centrée à 15 m de profondeur qui favorise l'entraînement par la couche de mélange. La perte de la drogue reste néanmoins une problématique forte. Les résultats de [Poulain et al., 2009 [118]] montrent que cette perte implique une dérive additionnelle de l'ordre de 1 % du vent et une déviation angulaire d'environ 20 ° pour les SVP. [Grosky et al., 2011 [56]] étudie la tendance sur plusieurs années des corrélations entre courants modélisés et vitesses mesurées par les drifters. Il identifie que la perte de la drogue survient en moyenne au bout de trois mois d'activité. À partir de séries temporelles longues, il met également en évidence des dates clés liées à une baisse dans la qualité du matériel ainsi que la réduction des biais survenue lorsque les bouées les plus récentes sont équipées d'un détecteur de perte de drogue.

Une autre problématique concerne la dérive de Stokes. [Pazan et Niiler, 2000 [109]] ont étudié cette thématique en construisant des vitesses de bouées *résiduelles* entre les

4. Les bouées dérivantes de type SVP disposent d'environ deux ans d'autonomie en fonctionnement nominal.

5. Le réseau Argos est un système mondial de localisation et de collecte de données géopositionnées qui s'apparente au système GPS, mais qui fonctionne sur le principe de l'effet Doppler.

bouées droguées et celles ayant perdu leur drogue. Ces vitesses résiduelles ont ensuite été confrontées à des modèles de régression mathématique utilisant les prévisions de vagues (FNMOC⁶) et de vent (FNMOC, NCEP⁷ et ECMWF⁸). Les mouvements résiduels n'ont pas montré de relation significative avec les vagues. Les auteurs concluent que ce résultat est soit dû à une dérive de Stokes négligeable, soit dû à une relation existante, mais masquée par les erreurs du modèle de vagues. Ceux-ci étaient alignés en moyenne dans la direction du vent avec une régression linéaire de type : 7.9 ± 0.7 cm/s pour un vent de 10 m/s.

Le second type de bouées le plus utilisé, surtout en zone côtière, correspond aux drifters CODE [Davis, 1985 [31]]. Celles-ci sont dépourvues d'ancre, mais équipées de flotteurs spécifiques visant à minimiser la dérive de Stokes. Les drifters CODE suivent les courants de surface avec une précision d'environ 2 cm/s, avec un facteur de prise au vent compris entre 0.1 et 0.2 % [Mauri et Poulain, 2004 [88]].

3.1.4.2 Les bouées visant à modéliser les polluants marins

Le suivi de pollution marine peut être effectué par des bouées spécialement manufacturées pour reproduire le comportement d'une nappe. Ces bouées spécifiques portent le nom de *oil emulating drifters* en anglais. Il y en a de plusieurs types, mais celles utilisées dans le cadre des deux expériences sont les bouées de type PTR (Communication personnelle Christian Ortega, Société CLS : Collecte Localisation Sattelites).

La bouée PTR (figure 3.3) se présente comme un petit boîtier rectangulaire de $30 \times 10 \times 10$ cm, et pourvu d'une antenne ainsi que d'un émetteur opéré par CLS ARGOS. Leur autonomie est plus faible que les bouées traditionnelles, premièrement pour économiser du poids (45 kg pour une SVP contre 1.7 kg pour une PTR) et deuxièmement parce que le suivi n'est plus nécessaire au bout de quelques semaines, lorsque le polluant est diffusé ou dégradé. Leur utilisation principale est l'observation en temps réel de la pollution. Elles peuvent être ainsi larguées par aéronefs directement dans les nappes et dérivent avec celles-ci. Elles sont également utilisées pour la calibration de modèles de dérive de polluant, ce qui est précisément la motivation des expériences de dérives dont il est ici question.

Il y a néanmoins des problématiques évidentes liées à l'utilisation de ces données :

- Le polluant s'organise en une fine couche de quelques millimètres alors que la bouée a des dimensions de quelques dizaines de cm. Cela implique que les interactions entre la bouée et les vents, les courants et les vagues seront différentes de celles de la nappe de polluant de par les volumes et la géométrie mis en jeu.
- Une seule bouée ne peut suivre une nappe que pendant un temps limité du fait de la dispersion. Il faut alors un groupement de bouées pour suivre les fractionnements d'une nappe.
- Le vieillissement du polluant modifie ses propriétés de dérive, alors que le comportement de la bouée ne change pas. Il faudrait alors disposer de bouées de différents

6. Fleet Numerical Meteorology and Oceanography Center (US Navy).

7. National Centers for Environmental Prediction (US).

8. European Centre for Medium Range Weather Forecast.

types en fonction de l'état du polluant.

- La réponse aux vagues reste floue.

La géométrie des bouées est en principe étudiée pour offrir une prise au vent équivalente à celle d'une nappe de polluant. Les constructeurs ont donc pour habitude de communiquer que les bouées dérivent avec 100 % du courant et 3 % du vent (Communication personnelle Vincent Gouriou, Cedre).



FIGURE 3.3 – Bouées de type PTR utilisées lors des expériences de dérive MERSEA et DALIA.

3.1.5 Le traitement des données lagrangiennes

Les données brutes de positions issues des relevés ARGOS nécessitent un traitement particulier avant de pouvoir être utilisées pour la validation de modèles de dérives ou océaniques. Nous avons suivi le protocole suivant :

1. Réorganisation temporelle des positions et suppression de doublons ;
2. Transformation du jeu de donnée de la base géographique (lon, lat, temps) vers la base des vitesses (U, V, temps) par un schéma de différences finies avant ;
3. Suppression de tous les points $i + 1$ qui impliquent que la vitesse au point i soit supérieure à 3 m/s ;
4. Interpolation linéaire sur une base horaire ;
5. Filtrage des données à l'aide du filtre adaptatif de Kotarev-Pantos.

Les séries temporelles de vitesses montrent par endroits des valeurs anormalement fortes et jugées erronées (de l'ordre de quelques dizaines de m/s!). Il est nécessaire d'estimer un critère de vitesse maximale convenable afin de les écarter, cette valeur devant toutefois rester assez large compte tenu de possible prise au vent des bouées. Tout point $i + 1$ qui implique que la vitesse du point i soit supérieur à 3 m/s a alors été supprimé des séries.

Dans de nombreuses études, un filtre passe bas de type Lancsoz avec une fréquence de coupure à trois jours est appliqué afin d'enlever les oscillations inertielles et la marée

qui brulent la trajectoire moyenne. Comme cette étude vise la prévision à court terme, ces échelles relativement rapides doivent être conservés. De plus, comme les systèmes de modélisation utilisés ici peuvent également inclure les effets de la marée et des oscillations planétaires, il serait dommage de ne pas s'y intéresser.

Nous avons choisi d'utiliser le filtre adaptatif de Kotarev-Pantos [71], comme le suggère le travail effectué par Yann Guichoux (Shom) en 2003 sur la comparaison de divers algorithmes d'optimisation et de lissage de séries temporelles lagrangiennes [58]. Ce filtre est connu pour conserver les propriétés énergétiques de la série temporelle traitée, autrement dit la vitesse et l'accélération pour nos séries, tout en lissant les changements de direction trop brusques et qui sont associés à du bruit. L'incertitude liée à l'application du filtre, c'est à dire la différence entre la série filtrée et celle d'origine, est conservée en vue d'être pris en compte dans les incertitudes globales.

Le tableau 3.1 présente quelques caractéristiques des séries temporelles chaque bouée après application du critère de vitesse maximum. En moyenne, pour toutes les bouées, l'espacement temporel entre chaque point de mesure d'environ 2h30, pour des espacements spatiaux moyens de 3.5 km. Ces données sont à priori capables d'échantillonner des structures horizontales de l'ordre d'une dizaine km pour des échelles temporelles de l'ordre la demi-journée. Il ne faut cependant pas oublier le fait que ce sont des données lagrangiennes, elles conservent de ce fait une certaine "mémoire" du passé, ce qui augmente implicitement leur capacité de résolution.

	dt (h)			dx (km)			U (m/s)		
Bouées	<i>min</i>	<i>moy</i>	<i>max</i>	<i>min</i>	<i>moy</i>	<i>max</i>	<i>min</i>	<i>moy</i>	<i>max</i>
60212	$4.99e^{-2}$	<u>2.42</u>	17.78	0	<u>3.37</u>	34.65	0	<u>0.48</u>	2.73
60213	$1.68e^{-2}$	<u>3.85</u>	28.80	0.85	<u>5.51</u>	48.62	$2.71e^{-2}$	<u>0.55</u>	2.77
75661	$1.62e^{-2}$	<u>2.72</u>	16.10	0.11	<u>4.02</u>	31.44	$1.56e^{-2}$	<u>0.53</u>	2.97
75662	$4.99e^{-2}$	<u>2.90</u>	23.08	0	<u>3.34</u>	40.76	0	<u>0.41</u>	2.89
75663	0.11	<u>4.51</u>	112.96	0	<u>3.00</u>	17.12	0	<u>0.26</u>	2.27
75664	$3.31e^{-2}$	<u>2.15</u>	13.91	0	<u>3.06</u>	24.12	0	<u>0.49</u>	2.62
83280	$4.99e^{-2}$	<u>1.17</u>	4.65	0.08	<u>2.24</u>	28.84	$3.65e^{-2}$	<u>0.66</u>	2.92
83281	$1.60e^{-2}$	<u>1.94</u>	47.25	0.04	<u>3.04</u>	41.83	$8.49e^{-3}$	<u>0.60</u>	2.74

TABLE 3.1 – Caractéristiques des séries temporelles de chaque bouée après application d'un critère de vitesse maximum de 3 m/s. Sur chaque colonne sont présentés les espacements temporels (dt), spatiaux (dx) et la vitesse (U), minimaux, moyens et maximaux pour chaque bouée.

3.1.5.1 Les erreurs d'observation

Il a déjà été évoqué que les données de drifters télé-localisés contiennent immanquablement des erreurs d'observations. La précision des localisations par le réseau ARGOS dépend de plusieurs facteurs, par exemple de la fréquence de stabilité du transmetteur de

l'équipement, de la stabilité orbitale du satellite de réception ou de l'élévation du satellite au-dessus de l'horizon à l'instant de la mesure.

Les erreurs de localisation communiquées par Argos se présentent sous la forme de distributions circulaires avec une dépendance gaussienne sur les rayons et une indépendance sur la composante azimutale. Celles-ci sont obtenues par la méthode des moindres carrées et sont spécifiées par trois classes de localisations (voir tableau 3.2).

Pour les données de bouées de l'expérience Angola, les trajectoires étaient très bruitées en regard de celles de la Méditerranée. Il a été alors sollicité l'avis de la société CLS, et nous avons pu bénéficier d'un traitement avec un tout nouvel algorithme basé sur un filtrage de Kalman d'ensemble (traitement prochainement intégré au réseau ARGOS). L'algorithme a été mise au point par Remy Lopez actuellement en thèse à CLS [Lopez et Malardé, 2011 [82]].

Classe	Erreur d'observation E_{obs} (m)
0	$E_{obs} > 1500$ m
1	$500 \text{ m} < E_{obs} < 1500$ m
2	$250 \text{ m} < E_{obs} < 500$ m
3	$E_{obs} < 250$ m
GPS	$E_{obs} < 100$ m

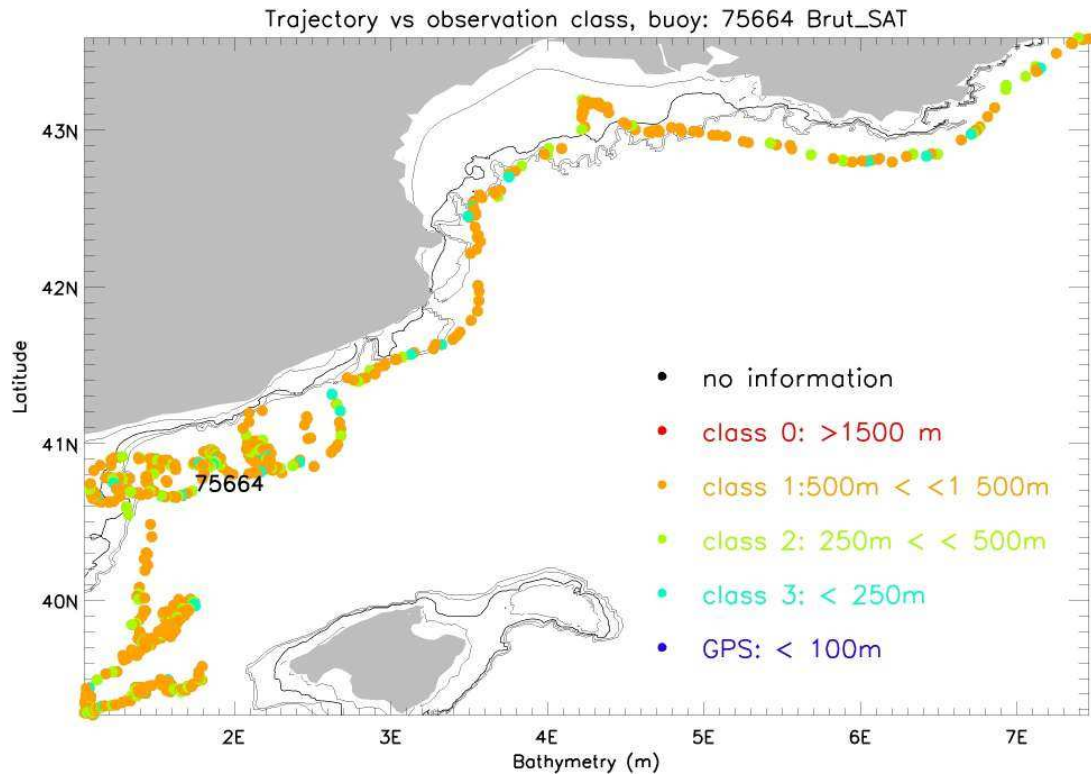
TABLE 3.2 – Les quatre classes d'observations diffusées par Argos et la gamme d'erreur de localisation correspondante.

L'illustration des classes d'erreurs obtenues pour les bouées 75664 et 83281 sont visibles sur la figure 3.4. Pour les positions ne disposant pas d'information de classe, celles-ci sont considérées comme étant de classe 0 afin de comptabiliser une erreur d'observation maximale possible.

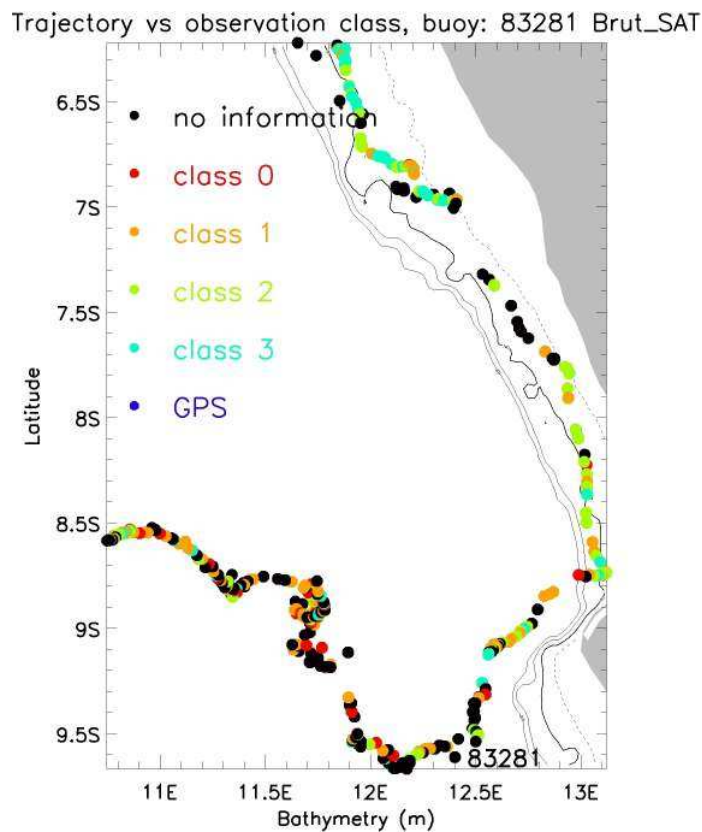
Pour l'expérience Méditerranéenne, les classes d'erreurs sont toutes au-dessus de 0, les positions réelles des bouées sont donc au maximum à 1500 m de celles mesurées. La distribution totale, toutes bouées confondues est représentée pour 72.45 % de mesures de classe 1, 19.83 % de mesures de classe 2, et 7.73 % de mesures de classe 3.

Pour l'Angola, les classes d'erreurs ont une distribution plus large : 30.05 % des mesures sont de classe 0, 37.57 % de classe 1, 24.51 % de classe 2 et 7.87 % de classe 3. Pour la bouée 83281 en particulier, la majorité de la trajectoire en dessous de 8.55 °S ne dispose pas d'information (passage à la classe 0).

Comme mentionné précédemment, l'incertitude causée par le filtrage est rajoutée à l'erreur d'observation (celle-ci correspond à la distance entre la courbe filtrée et la courbe d'origine).



(a) 75664



(b) 83281

FIGURE 3.4 – Positions mesurées par localisation Argos des bouées 75664 et 83281. Les points de mesures sont coloriés en fonction de leur classe d'erreur. Aucune position des deux expériences n'a été relevée par système GPS.

3.2 Outils pour la modélisation de l'océan

3.2.1 Les équations primitives

Les équations primitives sont les équations de Navier-Stokes adaptées aux fluides géophysiques. Elles prennent en considération la rotation de la terre et un certain nombre d'hypothèses permettant de simplifier les équations, comme par exemple la supériorité d'échelle des mouvements horizontaux sur les mouvements verticaux. La plupart des modèles numériques de prévisions océanographiques résolvent ces équations afin de simuler l'état futur de l'océan à l'échelle synoptique.

3.2.1.1 Les équations générales de la dynamique pour un fluide en rotation

Les variables *pronostiques* de la dynamique de l'océan sont au nombre de cinq : le vecteur vitesse \mathbf{U} , la température T , la salinité S , la masse volumique ρ et la pression P . Ce jeu de variable permet la description complète des mouvements et le calcul de quantités physiques dérivées, les variables dites *diagnostiques*, utiles à son étude. Si l'on veut résoudre le système et pouvoir prétendre à la détermination de l'état futur de ces variables, il est nécessaire de disposer d'autant d'équations qui les relient entre elles, avec certaines aux dérivées partielles portant sur les variables spatiales et temporelles.

En considérant un repère de coordonnées curvilignes géopotentiel $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$ ⁹, la relation fondamentale de la dynamique s'écrit pour un volume de fluide soumis à la rotation terrestre (ou une parcelle de fluide) :

$$\frac{d\mathbf{U}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \mathbf{g}\mathbf{k} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{U} + F(\mathbf{U}) \quad \text{Equation de Navier-Stokes} \quad (3.1)$$

avec \mathbf{P} la pression exercée sur le volume, \mathbf{g} l'accélération gravitationnelle, $\boldsymbol{\Omega}$ le vecteur rotation terrestre et F les forces de friction visqueuses. L'opérateur $\frac{d\mathbf{A}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{A} \cdot \nabla \mathbf{A}$ désigne la dérivée totale de la quantité vectorielle \mathbf{A} dans un volume donné, qui est égale au bilan de la variation locale contenue dans ce volume et du flux de cette quantité à travers sa surface. $F(\mathbf{U})$ représente la dissipation du moment causée par la viscosité moléculaire du fluide.

À cette équation s'ajoutent trois équations de bilan des propriétés physiques du volume :

- L'équation de conservation de la masse (ou équation de la continuité) :

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (3.2)$$

- Les équations de conservation de la chaleur (température) et du contenu salin :

9. Le repère peut être vu comme plaqué sur la surface terrestre, avec \mathbf{k} un vecteur dirigé localement vers le haut et (\mathbf{i}, \mathbf{j}) orthogonales à \mathbf{k} et tangents aux surfaces géopotentielles

$$\frac{dS}{dt} = -\nabla \cdot (\mathbf{U}S) + F(S) \quad (3.3)$$

$$\frac{dT}{dt} = -\nabla \cdot (\mathbf{U}T) + F(T) \quad (3.4)$$

avec S la salinité, T la température, et F les forces de diffusion moléculaires correspondantes.

Enfin, une dernière équation permet de fermer le système en exprimant la densité comme tributaire de la température, la salinité et la pression. Elle porte le nom d'équation d'état :

$$\rho = \rho(T, S, P) \quad (3.5)$$

3.2.1.2 Les hypothèses simplificatrices

Le système formé par les équations précédentes ne comporte pas d'approximations et serait très compliqué à résoudre numériquement dans sa forme actuelle. Néanmoins, leur utilisation dans le cadre d'écoulements géophysiques permet de réaliser un certain nombre de simplifications en se basant sur des arguments dimensionnels.

La première approximation est celle dite de *Boussinesq*¹⁰ et utilise le fait que la densité s'écarte peu de sa valeur moyenne. Elle suggère de remplacer alors $\rho(x, y, z, t)$ dans les équations par une valeur de référence ρ_0 sauf quand cette quantité intervient dans le calcul de la force de la flottabilité, typiquement quand elle est en facteur de \mathbf{g} .

L'approximation d'incompressibilité découle de l'approximation de Boussinesq en faisant la substitution indiquée dans l'équation de continuité. Elle aboutit sur une condition de non divergence des vitesses :

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (3.6)$$

Les échelles des mouvements horizontaux sont connues pour être très grandes devant celles des mouvements verticaux (facteur 10^3). Les termes de Coriolis, d'advection et d'accélération sont alors négligés devant le gradient de pression dans l'équation du mouvement sur la verticale. Cette simplification traduit l'équilibre hydrostatique, qui est une bonne approximation du comportement vertical des fluides géophysiques :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g \quad (3.7)$$

Il est à noter que les processus convectifs et les écoulements gravitaires sont ainsi supprimés des équations du mouvement. Elles vont devoir par la suite être paramétrées. Les vitesses verticales disparaissent elles aussi, et deviennent une variable qui est diagnostiquée par la non-divergence des vitesses. L'hydrostatisme permet une nouvelle expression pour

10. De Joseph Valentin Boussinesq, hydraulicien et mathématicien français, 1848-1929.

la pression P en tant que somme d'une pression de surface atmosphérique P_a et d'une pression purement hydrostatique P_h .

Enfin, en dernière approximation, la profondeur de l'océan est considérée comme étant faible devant le rayon terrestre. Cette hypothèse permet de la négliger dans les expressions des projections en coordonnées sphériques qui font alors intervenir uniquement le rayon de la terre.

3.2.1.3 Le systèmes d'équations primitives

L'ensemble des approximations précédentes aboutit au système dit d'*équations primitives* :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{u}_h}{\partial t} &= -\left((\nabla \times \mathbf{U}) \times \mathbf{U} + \frac{1}{2}\nabla(\mathbf{U}^2)\right) - f\mathbf{k} \times \mathbf{u}_h - \frac{1}{\rho_0}\nabla_h \mathbf{P} + F(\mathbf{u}_h) \\ \frac{\partial P}{\partial z} &= -\rho g \\ \omega &= -\nabla \cdot \mathbf{u}_h \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= -\nabla \cdot (\mathbf{U}\mathbf{T}) + F(T) \\ \frac{\partial S}{\partial t} &= -\nabla \cdot (\mathbf{U}\mathbf{S}) + F(S) \\ \rho &= \rho(T, S, P)\end{aligned}$$

\mathbf{u}_h est la composante horizontale de la vitesse \mathbf{U} , ω la composante verticale et $f = 2\Omega \sin(\theta)$ le paramètre de Coriolis en fonction de la latitude θ .

3.2.2 Le modèle de circulation océanique générale NEMO

NEMO (Nucleus for European Modelling of the Ocean) est une plateforme de modélisation dédiée à l'étude de l'océan et à ses interactions avec les différentes composantes du climat (l'atmosphère, la glace de mer, la biologie marine, etc.). À cet égard, NEMO est constitué de plusieurs modules interfaçables entre eux et chargés de représenter la physique d'une composante spécifique du système¹¹. Une large communauté scientifique utilise ce code, qui se veut représentatif de l'état de l'art de la modélisation océanique, autant pour la recherche que pour l'opérationnel. Celui-ci est en constante évolution et est maintenu par un consortium européen¹² dont la tâche est d'assurer la coordination et l'intégration de nouveaux développements sous une forme stable et documentée.

Dans le cadre de cette étude, le modèle de dynamique océanique seul suffit. Celui-ci porte le nom NEMO-OPA. Le modèle OPA (Océan-PArralélisé) est un modèle aux équations primitives qui a vu le jour au LOCEAN¹³. Historiquement, ce code est dédié au milieu hauturier pour des études climatiques. De ce fait, un soin tout particulier a été attaché au choix de la grille et aux discrétisations afin de préserver la conservation des quantités physiques telles que la masse, l'énergie ou encore l'entrophie sur des périodes de simulations longues. À ses débuts, OPA n'était donc pas un outil qui ciblait la description de l'océan régional. Néanmoins les travaux de plusieurs équipes tendent à diriger une partie du code vers cet objectif en introduisant la physique de processus côtiers (marée, surcotes, etc.) qui est associée à une augmentation importante de la résolution, rendue possible par la modélisation imbriquée et la puissance des calculateurs les plus récents.

Les configurations régionales utilisées ici se basent sur une version spéciale de NEMO 2.3. Celle-ci s'est enrichie de développements internes à Mercator-Océan afin d'assurer la mise en opération d'une maquette à haute résolution de la façade Atlantique Nord au niveau des côtes européennes (le système IBI, [Maraldi, 2012 [87]]). La plupart de ces modifications a été incluse dans la version actuellement distribuée (NEMO version 3.1). La physique générale du modèle ainsi qu'une description des modèles de mélange vertical utilisés sont ici présentés, ceux-ci conditionnant particulièrement les profils de courants dans la couche de surface. Le modèle est entièrement décrit dans le manuel de référence [Madec, 2008 [85]].

Ces configurations ont été durant la première année de thèse montées "à la main". Cette démarche englobe la création des données aux frontières, le découpage de la grille et le traitement de tous les fichiers d'entrées. Par la suite, l'outil SIREN, développé par Julien Paul, a été fort utile pour changer rapidement certains aspects de celles-ci. L'outil SIREN

11. NEMO inclut 5 composantes majeures :

- l'océan bleu, qui représente la dynamique de l'océan : NEMO-OPA
- l'océan blanc, qui modélise la glace de mer : NEMO-LIM
- l'océan vert, qui s'intéresse à la biogéochimie : NEMO-TOP
- un outil de raffinement de grille adaptatif : AGRIF
- un code d'assimilation : NEMO-TAM

12. Le consortium existe depuis 2008 et est formé d'organismes Français (CNRS et Mercator Océan), Anglais (NERC et UKMO) et Italien (CMCC et INGV).

13. Laboratoire d'océanographie et du climat : expérimentations et approches numériques.

a pour vocation d'être un outil adapté à NEMO-OPA et permet le déploiement rapide d'une configuration régionale à haute résolution forcée aux frontières par un modèle de plus grande emprise (l'idée est bien sûr de réaliser une imbrication libre dans un système opérationnel assimilé à plus basse résolution).

3.2.2.1 La discrétisation numérique

Les équations primitives sont discrétisées sur un maillage de type C selon la classification d'[Arakawa et Lamb, 1977 [3]]. Elles sont intégrées par un schéma d'évolution temporel à trois niveaux (maintenant, avant, après).

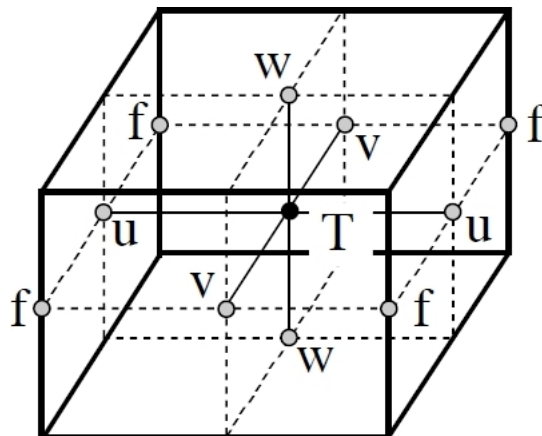


FIGURE 3.5 – Arrangement des variables au sein d'une cellule au centre de laquelle sont calculés les scalaires. Aux points T sont calculés la température, la salinité, la densité, la pression et les divergences horizontales. (u, v, w) indiquent les points où sont calculés les composantes de la vitesse et f ceux où sont calculées les vorticités planétaires et relatives (tiré du manuel de NEMO V3.3).

L'intégration temporelle des processus diffusifs est séparée des processus non diffusifs. Pour l'évolution du moment, l'advection des traceurs, le gradient de pression et le terme de Coriolis, un schéma "Leapfrog" est utilisé associé à un filtre d'Asselin. Ce schéma ne convient par contre pas pour représenter les phénomènes de diffusion et d'amortissement, il lui est alors préféré le schéma "Forward" pour la diffusion horizontale et "Backward" pour la diffusion verticale.

Pour la partie spatiale, la technique est d'utiliser un schéma aux différences finies centrées d'ordre deux. L'arrangement des variables sur la grille Arakawa (figure 3.5) assure la symétrie des équations sous forme discrète et des propriétés conservatives nécessaires en cas de simulations longues.

Le pas de grille vertical s'effectue selon des niveaux géopotentiels (grille de type Z). Ce découpage vertical fournit de bons résultats pour la représentation de la couche de mélange océanique si tant est que la résolution soit suffisante. L'inconvénient majeur d'avoir des niveaux verticaux fixes reste cependant la représentation de la couche de fond, l'ajustement de la bathymétrie sur les niveaux modèles produisant des marches d'escaliers. Une option maintenant courante est d'utiliser des cellules de fond adaptatives à la bathymétrie :

les *partial steps*. Le facteur d'échelle du dernier niveau est ainsi tronqué pour "coller" précisément à la bathymétrie grillée.

3.2.2.2 La fermeture turbulente des équations : expression des processus sous mailles

Les variations des variables dont la taille horizontale est inférieure à deux pas de grille sont filtrées de la solution numérique. Il leur est donné le nom de *processus sous mailles*. Il faut néanmoins représenter leurs effets, et il a été indiqué précédemment que la tendance moyenne des petits mouvements d'un fluide est l'homogénéisation du milieu.

L'énergie turbulente d'un fluide en mouvement est connue pour transiter des échelles les plus grandes vers les petites, propriété qui est rapportée par le spectre de dissipation de Kolmogorov¹⁴. Il est alors nécessaire d'inclure une paramétrisation de dissipation pour assurer la stabilité du modèle numérique et éviter les accumulations d'énergie aux plus petites longueurs d'ondes représentées par le modèle.

La façon traditionnelle de représenter ces mouvements dit "turbulents" est d'effectuer une décomposition de Reynolds des variables du modèle. Chaque variable est ré-écrite comme la somme d'une partie moyenne ($\bar{\varphi}$, résolue par le modèle) et d'une partie fluctuante (φ' , non résolue par le modèle). Dans cet exemple, φ peut être indépendamment un traceur ou une composante de la quantité de mouvement. En faisant la substitution dans l'équation de mouvement puis en prenant la moyenne et effectuant les simplifications permises, il apparaît de nouveaux termes turbulents causés par transport de la quantité fluctuante φ' par les fluctuations de vitesses (u', v', w') :

$$\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{U} \bar{\varphi}) = - \left(\frac{\partial \overline{u' \varphi'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v' \varphi'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w' \varphi'}}{\partial z} \right) \quad (3.8)$$

Cette décomposition aboutit aux équations moyennées de Reynolds qui font apparaître les termes turbulents. Ceux-ci mettent en jeu des corrélations doubles qui sont des variables inconnues supplémentaires du système. L'idée de l'hypothèse de fermeture turbulente est d'exprimer les corrélations doubles en fonction des moyennes simples, en considérant que le bilan de la quantité fluctuante est proportionnel à son gradient. C'est une approche très commune pour modéliser les échanges diffusifs, qui s'écrivent alors sous la forme d'un flux à contre gradient des valeurs moyennes. Par exemple pour la fluctuation φ' selon l'axe i :

14. Andreï Nikolaïevitch Kolmogorov est un mathématicien russe (1903-1987), connu pour ses travaux sur la turbulence. En quelques mots, la théorie de Kolmogorov est le cadre physique générale de la turbulence fluide. Elle considère un système où sont générées une turbulence et une énergie associée à une échelle caractéristique propre qui est la longueur d'onde d'injection. Pour une turbulence développée, le nombre de Reynolds associé est très grand et les tourbillons sont donc instables. Il est admis que ces tourbillons se séparent à leur tour en tourbillons plus petits et ainsi de suite. Un processus de cascade énergétique dirigé vers les petites échelles se met ainsi en place. La cascade se termine lorsque la dernière génération de tourbillon, ceux dits "dissipatifs", cesse d'être instable et que le nombre de Reynolds redevient à peu près équivalent à un. Ces derniers ont une longueur d'onde appelée *échelle de Kolmogorov*. En pratique, grâce à des lois statistiques, il est possible de calculer un spectre de dissipation (spectre de Kolmogorov), qui suggère que l'énergie des écoulements turbulents est dissipée selon une loi de puissance de pente $-5/3$, en cascade des grandes longueurs d'onde vers les petites.

$$\overline{u'\varphi'} = -A_\varphi \cdot \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial x} \quad (3.9)$$

Au sein de l'équation (3.8), si l'on considère la diffusion comme isotrope, A_φ joue donc un rôle dissipatif, et par analogie à la viscosité moléculaire, on lui donne le nom de *viscosité turbulente* (c'est à dire la diffusion liée aux petits mouvements des perturbations). A_φ est donc homogène au produit d'une vitesse par une longueur est a comme unité le ($m^2 s^{-1}$).

À partir de maintenant, l'équation du mouvement moyen est traitée avec les termes de Reynolds. Ceux-ci vont donc représenter la partie de l'écoulement que le modèle ne peut reproduire. L'effet des frottements moléculaires est largement plus faible que ces derniers (de 10^{-5} à 10^{-6} sur la verticale, de 10^{-10} à 10^{-12} sur l'horizontale), ils seront donc négligés par la suite et remplacés par leurs homologues turbulents.

La turbulence horizontale A^h est généralement séparée de la turbulence verticale A^z , à nouveau à cause de l'anisotropie induite par la force de gravité. On sépare encore les coefficients opérant sur la quantité de mouvement A_{vM} (coefficients dits de *viscosité turbulente*), de ceux opérant sur la température ou la salinité A_{vT} (coefficients dits de *diffusivité turbulente*) car les scalaires ont des temps de conservation plus élevés que les vitesses. Cette propriété leur donne d'ailleurs l'appellation de *traceurs*. La température et la salinité sont de ce fait couramment utilisées pour caractériser et suivre les masses d'eaux.

3.2.2.3 La paramétrisation de la turbulence horizontale

Dans NEMO, la représentation de la turbulence horizontale est paramétrée par l'application d'opérateurs laplacien (harmonique) ou bilaplacien (biharmonique). Pour la température par exemple, le terme dissipatif horizontal F^{hT} s'écrit :

$$F^{hT} = A_{lap} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad \text{ou} \quad F^{hT} = A_{bilap} \frac{\partial^4 T}{\partial x^4} \quad (3.10)$$

avec A_{lap} le coefficient de diffusion horizontale harmonique, et A_{bilap} le coefficient biharmonique. L'opérateur bilaplacien apparait comme étant plus sélectif, en atténuant fortement les petites longueurs d'onde¹⁵. Il semble préférable de l'utiliser lorsque l'on veut limiter la dissipation aux échelles de l'ordre de la maille. Le réglage du coefficient doit être effectué avec parcimonie car ce dernier agit comme un régulateur des échelles qui pourront subsister dans la circulation. C'est pour la même raison un paramètre sensible de la stabilité numérique du modèle. Dans la réalité, et en dehors des couches limites, le mélange au sein des tourbillons se fait dans une direction privilégiée qui est celle de l'inclinaison des pentes d'iso-densité (on parle de mélange latéral, et non horizontal). Pour plus de réalisme, NEMO dispose d'une option numériquement coûteuse permettant la rotation de l'opérateur laplacien selon les isopycnes. Cette option n'est en revanche pas implémentée pour le moment avec l'opérateur biharmonique.

15. Les temps d'amortissement respectifs pour le filtrage d'une longueur d'onde λ associés aux opérateurs laplaciens et bilaplaciens sont respectivement $\tau_{lap} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2 \cdot A_{lap}}$ et $\tau_{bilap} = \frac{\lambda^4}{16\pi^4 \cdot (-A_{bilap})}$.

3.2.2.4 La paramétrisation de la turbulence verticale à l'aide de l'énergie cinétique turbulente

Deux modèles de mélange verticaux ont été utilisés dans le cadre de nos simulations : le modèle de mélange vertical basé sur la fermeture par l'énergie cinétique turbulente *TKE* [Gaspar et al., 1990 [50]] et le modèle générique à deux équations *GLS* [Umlauf et Bulchard, 2003 [150]]. Ces deux modèles se basent tous deux sur l'expression des coefficients de mélange en fonction de l'énergie turbulente k :

$$\bar{k} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (3.11)$$

Pour rappel, ces coefficients de mélange sont proportionnels au produit d'une échelle de longueur de mélange par une échelle de vitesse, tous deux caractéristiques des mouvements turbulents. Par exemple, le coefficient A_{vM} s'écrit en fonction de k selon :

$$A_{vM} = C_k \cdot \bar{k}^{\frac{1}{2}} \cdot l_k \quad (3.12)$$

avec k l'énergie cinétique turbulente, C_k une constante et l_k la longueur de mélange à prescrire. La détermination des coefficients de mélange peut donc être réalisée en déterminant les trois variables précédentes. La longueur de mélange l_k est définie comme la distance minimale que parcourt une particule pour transformer son énergie cinétique en énergie potentielle, et s'apparente dans le cas présent à la taille des structures turbulentes.

Une équation pronostique pour k peut être obtenue en multipliant les équations de mouvements de Reynolds par $\frac{1}{2}\mathbf{U}'$ et en rajoutant un terme de dissipation. La forme finale pour l'équation bilan de k prend alors la forme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{k}}{\partial t} &= A_{vM} \left(\frac{\partial \mathbf{u}_h}{\partial z} \right) - A_{vT} N^2 - C_\epsilon \frac{\bar{k}^{\frac{3}{2}}}{l_\epsilon} + \frac{\partial}{\partial z} (A_{vM} \frac{\partial \bar{k}}{\partial z}) \\ &= \text{Prod.} - \text{Strat./Flott.} - \text{Dissip.} + \text{Diffus. vert.} \end{aligned} \quad (3.13)$$

avec N la fréquence de Brunt-Vaisälä, $C_\epsilon = \frac{\sqrt{2}}{2}$ une constante de dissipation, l_ϵ la longueur de dissipation turbulente.

Les termes d'advection horizontale sont négligés et la variation locale de \bar{k} (terme de gauche) résulte d'un bilan entre des termes de production, de dissipation et de diffusion. Le cisaillement vertical des vitesses horizontales est une source d'instabilité dynamique et est le terme principal de la production (*Prod.*). La stratification (*Strat./Flott.*) est considérée comme un puits d'énergie turbulente, car plus la fréquence de Brunt-Vaissaïla (N^2) est importante, plus la couche est stable et a des propriétés inhibitrices vis à vis des mouvements turbulents. L'équation contient également un second terme puits relatif à la dissipation de l'énergie qui s'échappe vers des échelles de plus en plus petites (loi de Kolmogorov) (*Dissip.*). Enfin, le dernier terme (*Diffus. vert.*) est un terme mixte source/puits relatif à la diffusion verticale (cela dépend du signe du gradient vertical de k).

3.2.2.5 Le schéma de mélange TKE (Turbulent Kinetic Energy) : [Gaspar et al., 1990 [50]]

Le modèle de turbulence vertical TKE propose le calcul des coefficients de viscosité A_{vM} et de diffusivité A_{vT} à l'aide d'une équation *pronostique* pour l'énergie cinétique turbulente k , l'équation (3.13), et d'une équation *diagnostique* pour les longueurs de mélange l_k .

La force de TKE réside dans le fait de relier les coefficients de mélange à l'énergie cinétique turbulente, elle-même reliée aux grandeurs moyennes calculées, ce qui opère à un couplage subtil entre la dynamique résolue par le modèle et la turbulence.

Le coefficient de viscosité turbulente A_{vM} est calculé selon l'équation (3.12). Le coefficient de diffusivité turbulente A_{vT} se calcule comme étant le rapport entre A_{vM} et une paramétrisation du nombre de Prandtl P_{rt} . Le nombre P_{rt} représente ainsi une mesure de l'efficacité du transport par diffusion thermique par rapport à celui opéré par les vitesses. La paramétrisation borne ce nombre par des valeurs spécifiques du nombre de Richardson R_i , nombre adimensionnel qui mesure la prédominance de la stratification (terme de dissipation) ou du cisaillement vertical (terme de production) sur le mélange. Si la stratification est faible, les coefficients sont égaux. Par contre dès que la stratification devient importante, le coefficient de diffusivité est choisi 10 fois inférieur à celui de la viscosité turbulente.

$$A_{vT} = \frac{A_{vM}}{P_{rt}} \quad (3.14)$$

$$\begin{cases} P_{rt} = 1 & \text{si } R_i \leq 0.2 \\ P_{rt} = 5 & \text{si } 0.2 \leq R_i \leq 2 \\ P_{rt} = 10 & \text{si } R_i \geq 2 \end{cases} \quad (3.15)$$

Une fois l'estimation de \bar{k} faite à partir de l'équation (3.13)¹⁶, les longueurs de dissipation l_ϵ et de mélange turbulent l_k sont paramétrées. Nous avons pour l_k :

$$l_k = \min(l_u, l_d) \quad (3.16)$$

avec l_u et l_d définies par :

$$\begin{cases} \frac{g}{\rho_0} \int_z^{z+l_u} [\bar{\rho}(z) - \bar{\rho}(z')] dz' = \bar{k}(z) \\ \frac{g}{\rho_0} \int_z^{z-l_d} [\bar{\rho}(z) - \bar{\rho}(z')] dz' = \bar{k}(z) \end{cases} \quad (3.17)$$

l_u et l_d sont bornées respectivement par la distance à la surface ou au fond. Cela signifie physiquement que la taille maximale des tourbillons est contrainte par la distance à l'interface : c'est la loi du mur. La longueur de dissipation l_ϵ est ensuite paramétrée par :

16. L'équation de (3.13) fait intervenir des quantités justement recherchées telles que A_{vM} et A_{vT} . Dans le schéma de résolution numérique, Elles sont prises en pratique au pas de temps précédent et en situation d'initialisation mises à leur valeurs de "background".

$$l_\epsilon = (l_u l_d)^{1/2} \quad (3.18)$$

Dans NEMO, des versions simplifiées du calcul des longueurs de mélange l_u et l_d existent (quatre formulations au total). Celle que nous utilisons par la suite est la formulation de [Blanke et Delecluse, 1993 [12]], qui permet d'éviter un calcul coûteux des équations (3.17).

En cas de faible stratification, on obtient :

$$l_u = l_d = l_k = l_\epsilon = \sqrt{2k}/N \quad (3.19)$$

Cette expression est invalide pour une stratification totalement instable ($N^2 < 0$) et [Blanke et Delecluse] suggèrent alors de fixer la longueur de mélange à la profondeur locale z dans cette situation. Il est également à préciser que cette dernière paramétrisation a été élaborée dans le cadre de simulation de l'Atlantique tropical, une région fortement stratifiée.

3.2.2.6 L'ajustement convectif forcé (*enhanced vertical diffusion*)

Il a été suggéré que l'approximation hydrostatique supprimait les effets de mélange par convection des équations de mouvement.

Le schéma TKE, avec la formulation de l_k choisie, ne permet pas la représentation explicite de ces instabilités qui sont pourtant un mécanisme majeur du mélange vertical en cas de stratification faible ou de situation instable d'un point de vue statique. Une paramétrisation existe néanmoins pour en représenter les effets. Elle consiste alors à forcer les coefficients de viscosité et/ou diffusivité à des valeurs artificiellement larges (de l'ordre du $m^2 s^{-1}$) dès qu'un point de grille présente une condition instable telle que $N^2 \leq 10^{-12}$. La paramétrisation applique ce "mélange forcé" sur les traceurs (`nevd=0` dans la `namelist` de NEMO), mais permet également de l'appliquer aussi sur le moment (`nevd=1`).

3.2.2.7 Le modèle de turbulence verticale générique à deux équations (Generic Length Scale) : [Umlauf et Bulchard, 2003] [150]

Le modèle TKE calcule de manière diagnostique la longueur de mélange l_k à l'aide de la paramétrisation (3.19). Certains modèles de mélange verticaux proposent de remplacer cette paramétrisation par une seconde équation pronostique pour une quantité turbulente donnée sur laquelle s'appuiera cette détermination. Ils forment la famille des modèles de turbulence dits à *deux équations* dont le membre le plus populaire est celui de Mellor et Yamada [Mellor et Yamada, 1982 [92]].

[Umlauf et Bulchard, 2003 [150]] proposent une unification des modèles à deux équations à l'aide de l'utilisation d'une échelle de longueur générique ou *generic lengthscale*, notée Ψ . Ce n'est pas une "longueur" à proprement parler puisque elle peut représenter tour à tour diverses quantités telles que la dissipation ϵ , ou une fréquence turbulente ω ,

cette quantité étant en fonction du modèle choisi. Ψ est reliée à la longueur de mélange et à l'énergie cinétique par la loi suivante :

$$\Psi = (C_\mu^0)^p k^m l^n \quad (3.20)$$

avec k l'énergie cinétique turbulente, l la longueur de mélange, C_μ^0 une constante dépendante du modèle choisi.

Les différents modèles portent les noms génériques " $k - \Psi$ ", avec Ψ étant remplacée par la quantité qu'elle représente. La sélection d'un modèle donné s'effectue par le choix du triplet (p, m, n) .

Par exemple, pour le modèle $k - \epsilon$, Ψ est remplacé par ϵ qui fait référence à la dissipation. La loi de Kolmogorov donne l'expression suivante pour la dissipation :

$$l = (C_\mu^0)^3 \frac{k^{3/2}}{\epsilon} \quad (3.21)$$

Une relation telle que ($\Psi = \epsilon$) fournit trivialement ($p = 3, m = 3/2, n = -1$). Les autres quantités génériques intervenants pour les autres modèles peuvent être exprimées de la même façon en fonction de p, m, n . Le tableau 3.3 fournit les valeurs du triplet pour passer d'un modèle à un autre.

Ψ	Nom du modèle	p	m	n
w	Wilcox (1988)	-1	$\frac{1}{2}$	-1
kl	Mellor et Yamada (1982)	0	1	-1
ϵ	Rodi (1987)	3	$\frac{3}{2}$	-1
kτ	Zeierman et Wolfshtein (1986)	-3	$\frac{1}{2}$	1

TABLE 3.3 – Correspondances du triplet (p, m, n) du modèle générique Ψ aux divers modèles à deux couches traditionnels. Extrait de [Umlauf et Bulchard, 2003 [150]].

En considérant une turbulence unidimensionnelle dans un écoulement homogène sur l'horizontale, il est possible d'écrire l'équation d'évolution pour la longueur générique Ψ telle que :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + u_h \cdot \nabla \Psi = D_\Psi + \frac{\Psi}{k} (C_{\Psi 1} P + C_{\Psi 3} G - C_{\Psi 2} \epsilon) \quad (3.22)$$

avec $C_{\Psi 1}$, $C_{\Psi 2}$ et $C_{\Psi 3}$ des constantes de chaque modèle à déterminer.

Les termes P et G sont respectivement les termes de production par cisaillement et de destruction par la flottabilité (similitudes avec l'équation (3.13)) :

$$P = A_{vM} \cdot \left(\frac{\partial U_h}{\partial z} \right)^2 \quad (3.23)$$

$$G = -A_{vT}^\theta \cdot N^2 \quad (3.24)$$

avec A_{vM} la viscosité turbulente sur le moment et A_{vT} la diffusivité turbulente sur la chaleur. Ainsi :

$$A_{vM} = C_\nu k^{1/2} l \quad (3.25)$$

$$A_{vT} = C'_\nu k^{1/2} l \quad (3.26)$$

avec C_ν et C'_ν les fonctions de stabilité, qui dépendent de paramètres servant à définir la stabilité de l'écoulement tels les nombres de Froudl ou de cisaillement.

L'équation utilisée pour k est sensiblement la même que l'équation (3.13). Par contre le coefficient de viscosité A_{vM} est remplacé par un coefficient de mélange A_k propre à k , celui-ci étant soumis à des lois identiques à son homologue A_Ψ pour Ψ . Les coefficients de diffusivité pour k et Ψ sont reliés à la viscosité turbulente A_{vM} par :

$$\begin{cases} A_\Psi = \frac{A_{vM}}{\sigma_\Psi} \\ A_k = \frac{A_{vM}}{\sigma_k} \end{cases} \quad (3.27)$$

avec σ_Ψ et σ_k les nombres de Schmidt constants, à nouveaux des paramètres du modèle.

Les termes de transport turbulents pour k et Ψ sont ainsi exprimés sous la forme des gradients avec :

$$\begin{cases} D_\Psi = \frac{\partial}{\partial z} \left(A_\Psi \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) \\ D_k = \frac{\partial}{\partial z} \left(A_k \frac{\partial k}{\partial z} \right) \end{cases} \quad (3.28)$$

Il reste maintenant à déterminer ou à choisir toutes les constantes : la constante C_μ^0 (équation (3.21)), les nombres de Schmidt σ_Ψ et σ_k (équation (3.27)), et les constantes $C_{\Psi 1}$, $C_{\Psi 2}$ et $C_{\Psi 3}$ (équation (3.22)). Cette détermination est réalisée sous des considérations physiques à partir d'écoulements académiques "types". Ainsi le coefficient C_μ^0 doit assurer la représentation d'une couche limite logarithmique, le paramètre $C_{\Psi 2}$ contraint le taux de dissipation de la turbulence homogène, le paramètre $C_{\Psi 1}$ permet le respect des lois de la turbulence en présence d'un cisaillement vertical des vitesses, etc. Les fonctions de stabilité C_ν et C'_ν (équation (3.25)) doivent également être choisies. Nous avons sélectionné les fonctions de stabilité de Canuto [Canuto, 2001[20]].

Le modèle générique est connu pour ne pas être capable de représenter correctement la turbulence des écoulements stratifiés et stables. Pour y remédier, une solution ad-hoc existe et consiste à borner la longueur de mélange à une valeur maximale définie par :

$$l_{max} = C_{Galp} \sqrt{2 \bar{k} / N} \quad (3.29)$$

avec C_{Galp} la constante de Galperin. Nous avons choisi $C_{Galp} = 0.26$ en accord avec les considérations de [Holt, 2008 [60]].

Les conditions limites peuvent être prescrites sous une forme de condition de Dirichlet, c'est à dire une valeur à la frontière, ou de Neumann, c'est à dire sa dérivée locale et donc

relatif à une condition de flux. La condition de Neumann est plus stable et moins sensible à la résolution verticale, c'est donc celle que nous avons choisie. Nous verrons dans le paragraphe suivant comme cette condition est introduite dans le modèle.

3.2.2.8 Conditions aux limites : la couche logarithmique

La théorie de la loi du mur ou celle dite de la *couche limite logarithmique* (Taylor, Prandtl et Von Kàrmàn) est ici présentée. Celle-ci considère un écoulement \mathbf{U} hors de la sous couche rugueuse, zone contrôlée par la friction moléculaire et d'une épaisseur de l'ordre de quelques mm. En dehors de celle-ci et proche de la surface, l'écoulement est alors turbulent et peut s'écrire comme :

$$A_{vM} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial z} = u_*^2 \quad (3.30)$$

u_* est la vitesse de friction reliée au stress τ :

$$u_* = \sqrt{\frac{1}{\rho_0} |\tau|} \quad (3.31)$$

Ce dernier est le frottement τ_s induit par le vent à la surface et $\tau_b = -C_d ||\vec{U}|| \vec{U}$ causé au fond par la friction de l'écoulement sur la topographie (pour un frottement quadratique).

Prandtl et Taylor suggèrent que la distance à l'interface borne la taille maximale des tourbillons, et puisque les gros tourbillons ont une action de mélange plus importante que les plus petits, A devrait varier linéairement depuis la frontière. Il est alors considéré que la longueur de mélange l suit un comportement identique :

$$l_z = \kappa(|z| + z_0) \quad (3.32)$$

$$A_{vM} = u_* l_z = \kappa u_* (|z| + z_0) \quad (3.33)$$

avec $\kappa \sim 0.4$ la constante de von Kàrmàn, z la distance à l'interface, z_0 la *longueur de rugosité* et u^* la vitesse de friction.

z_0 représente l'échelle de la longueur minimale pour la turbulence. En pratique, c'est la distance à l'interface qui n'est pas résolue par les modèles de mélange turbulent. L'équation (3.33) associé à (3.12) fournit également une condition limite pour k à la surface :

$$k \sim u_*^2 \quad (3.34)$$

En utilisant les équations (3.30) et (3.33), le profil de viscosité s'écrit comme une fonction logarithmique de z :

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \log(|z| + z_0) \quad (3.35)$$

3.2.2.9 La condition limite de surface pour k et l'injection d'énergie turbulente produite par les vagues [Craig et Banner, 1994 [26]]

En modélisation réaliste, l'équation (3.30) est une condition limite à la surface $z = 0$ pour les vitesses à injecter dans les équations primitives. Néanmoins, en proche surface, le coefficient de mélange A_{vm} est également considéré comme dépendant du vent et plus précisément des vagues.

À la surface, le moment porté par le déplacement de l'air n'est pas directement cédé à l'eau mais est transmis d'abord aux vagues, qui transportent alors l'énergie sous sa forme potentielle. Lorsque les vagues déferlent, cette énergie se retrouve alors relâchée dans les couches de surface sous une forme turbulente. Ce processus a comme pour tous les autres phénomènes turbulents une action de mélange sur les vitesses [Phillips, 1977 [111]].

En suivant [Craig et Banner, 1994 [26]] et [Mellor et Blumber, 2004 [91]], il est possible de considérer une condition de flux de surface pour k qui prenne en compte l'injection turbulente causée par le déferlement des vagues. Cette paramétrisation relie flux vertical d'énergie cinétique turbulente, c'est à dire le terme *Diffus. vert.* de l'équation (3.13), au cube de la vitesse de friction u_* selon :

$$\frac{A_{vM}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} = \alpha_{CB} u_*^3 \quad \text{à } z = 0 \quad (3.36)$$

avec $\alpha_{CB} \simeq 100$ le facteur énergétique des vagues qui dépend de l'âge des vagues tel que $50 < \alpha < 100$. Les valeurs les plus importantes concernent les mers les plus développées.

Pour le modèle GLS, il faut également spécifier une condition limite de surface pour Ψ . En suivant [Carniel, 2009 [22]], celle-ci s'écrit comme :

$$\begin{aligned} \frac{A_{vM}}{\sigma_\Psi} \frac{\partial \Psi}{\partial z} = & - \frac{\sigma_k}{\sigma_\Psi} \left(C_\mu^0\right)^p m k^{m-1} (\kappa(z_0 - z))^n C_w u_*^3 \\ & - \frac{A_{vM}}{\sigma_\Psi} \left(C_\mu^0\right)^p n k^m \kappa^n (z_0 - z)^{n-1} \quad \text{à } z = 0 \end{aligned} \quad (3.37)$$

Pour fermer les formulations ci-dessus, il faut définir la rugosité de surface z_0 . [Terray, 1996 [144]] a montré à l'aide de profils d'énergie turbulente observés que la longueur de rugosité est liée à l'amplitude des vagues. Certains auteurs la paramétrisent donc en fonction d'une fraction de la hauteur significative des vagues H_{sw} ¹⁷. En suivant [Mellor et Blumber, 2004 [91]] et [Charnock [25]] :

$$\begin{cases} z_0 = \text{MIN}(\alpha_{Hsw} \cdot H_{sw}, z_{0min}) \\ H_{sw} = \frac{\beta}{0.85} \cdot \frac{u_p^2}{g} \end{cases} \quad (3.38)$$

avec α_{Hsw} la fraction de H_{sw} comptabilisée pour la longueur de mélange. β est un coefficient qui dépend de l'âge des vagues $\frac{C_p}{u_*}$ tel que $\beta = 665 \left(\frac{C_p}{u_*}\right)$, avec C_p la vitesse de groupe des vagues. z_{0min} est une longueur de rugosité de coupure choisie par l'utilisateur.

17. La hauteur significative des vagues est la hauteur moyenne observée du tiers des vagues les plus hautes. Ce proxy est assez représentatif de l'état de mer perçu et ressenti par un observateur.

En pratique, il est possible de choisir une valeur fixe pour β et la littérature renvoi à $\beta \approx 10^5$. En faisant cette approximation, la formulation de Charnok fournit $\alpha_{Hsw} \approx 0.85$. Nous avons néanmoins choisi d'utiliser la formule de [Rascle et al, 2008 [120]] permettant une paramétrisation de l'âge des vagues en fonction de la vitesse de friction (on considère alors que le déferlement est produit par la mer du vent) :

$$\beta = 665 [30.tanh(0.3/u_*)]^{1.5} \quad (3.39)$$

La valeur de α_{Hsw} à employer ne fait néanmoins pas l'unanimité. Bien souvent, elle est déterminée de manière à "coller" (*fitter*) à un jeu de données particulier ou à une situation particulière. Les valeurs rapportées par la littérature sont de l'ordre de $\alpha_{Hsw} \in 0.5 > \alpha_{Hsw} > 1.6$.

3.2.2.10 La paramétrisation des flux atmosphériques turbulents : les formulations BULK

La surface de l'océan est une zone d'interface où se produisent des échanges entre l'océan et l'atmosphère sous la forme de flux turbulents. Ces flux turbulents sont à prescrire comme condition limite de surface pour les transports turbulents de chaleur et de quantité de mouvement correspondant (c'est à dire les termes de Reynolds).

Ces termes sont paramétrés par des formulations de type "BULK" qui les relient à des quantités physiques moyennes et pratiques. Ainsi, τ le stress du vent, Q_S le flux de chaleur sensible et Q_L le flux de chaleur latente, peuvent s'obtenir par les formulations suivantes :

$$\frac{\tau}{\rho_a} = u_*^2 = -\langle u'w' \rangle = C_D(U_{10} - U_s)^2 \quad (3.40)$$

$$\frac{Q_S}{\rho_a C_p} = u_* T_* = -\langle w'T' \rangle = C_S U_{10}(T_s - T_a) \quad (3.41)$$

$$\frac{Q_L}{\rho_a L_E} = u_* q_* = -\langle w'q' \rangle = C_L U_{10}(q_s - q_a) \quad (3.42)$$

avec $\rho_a = 1.3 kg.m^{-3}$ la densité de l'air, U_{10} la vitesse du vent à 10 m au-dessus de la surface, U_s la vitesse océanique de surface, t_a la température de l'air à 10 m, t_s la température de surface de l'océan, $C_p = 130 J.kg^{-1}.K^{-1}$ la chaleur spécifique de l'air, $L_E = 2.5 \cdot 10^6$ le coefficient de chaleur latente d'évaporation.

Les coefficients impliqués dans les membres à l'extrême droite sont appelés *coefficients BULK* (ou coefficients de transferts). Parmi ceux-ci :

- C_D le coefficient de traînée,
- C_S le coefficient de transfert du flux de chaleur sensible,
- C_L le coefficient de transfert du flux de chaleur latente.

Ils dépendent de l'altitude, de la stratification de l'air et de l'état des vagues à la surface de l'océan. Toute problématique de la paramétrisation des flux reposent donc sur la détermination de ces coefficients.

Dans NEMO, deux formulations différentes de BULK sont disponibles : les formulations CLIO et CORE. Ces deux formulations utilisent une approche et des variables d'entrées différentes.

La formulation CLIO [Goosse et al, 1999 [53]] utilise un stress de vent connu et calcule les flux radiatifs à partir de formulations empiriques. Pour ce calcul, elle requiert alors les composantes du stress de vent, le module de la vitesse, la température de l'air à 10 m, l'humidité spécifique, la couverture nuageuse et des données de précipitation. Dans nos simulations, ces données sont en pratique fournies par les analyses de l'ECMWF. La formulation CLIO utilise ensuite des valeurs fixes des coefficients de transfert pour la paramétrisation des flux turbulents. Puisque nous nous intéressons surtout aux vitesses de surface dans cette étude, le stress du vent est un élément important. Avec cette formulation, est directement calculé le stress produit par l'ECMWF à l'aide d'un modèle couplé océan-vague. En revanche, celui-ci ne tient pas compte de la circulation et le schéma utilisé ne fait référence qu'à des conditions atmosphériques neutres.

La formulation CORE est plus évoluée dans le sens où elle permet un "feedback" de l'océan modélisé pour le calcul des flux atmosphériques (température et vitesses de surface). Sa description se trouve dans la documentation de [Large et Yeager, 2004 [76]]. le calcul du stress du vent, en particulier, prend cette fois en compte la circulation de surface prévue par notre modèle.

Le coefficient C_D est d'abord déterminé à l'altitude 10 m et paramétré en fonction du vent à 10 m. Un algorithme itératif permet ensuite de ramener sa valeur et celle du vent au niveau de surface en tempérant la valeur des coefficients en fonction de la stabilité des basses couche atmosphérique. Néanmoins, il n'y a pas de prise en compte de l'état de mer dans ce calcul.

Les flux radiatifs ("shortwave" et "longwave") sont directement issus des analyses de l'ECMWF. Notons que pour la partie radiative qui concernent les ondes longues, on rajoute également l'émissivité de surface de la surface océanique calculée avec le modèle :

$$Q_{lw} = Q_{lwD} - \epsilon \sigma T_s^4 \quad (3.43)$$

avec Q_{lwD} le flux radiatif "longwave" fournit par l'ECMWF, ϵ l'émissivité de la surface océanique et σ la constante de Stefan-Boltzmann.

3.2.3 Les systèmes de prévision océanographique opérationnelle de Mercator

Dans le cadre de cette thèse, le système retenu pour initialiser et forcer les configurations régionales est le système PSY2V3R1 [Dombrowsky et al, 2009 [33]]. Ce système couvre l'Atlantique de 20 °S à 80 °N et l'ensemble de la mer Méditerranée à une résolution horizontale de 1/12 °. Il a été opéré en temps réel à partir de mars 2008 avant d'être remplacé par une nouvelle monture en décembre 2010 (PSY2V4R1), puis par une release de ce dernier en juin 2011 (PSY2V4R2). Les prévisions n'étant pas disponibles dans le passé avec les systèmes opérationnels de Mercator, seules les analyses ont été ici utilisées pour forcer les configurations régionales.

Ce système d'analyse océanique est forcé en surface par les analyses opérationnelles de l'ECMWF avec une fréquence journalière. La formulation bulk CLIO est sélectionnée pour le calcul des flux atmosphériques et les frontières nord et sud du domaine sont traitées comme des buffer zones où la température et la salinité du modèle sont rappelés vers les données climatologiques de Levitus. Les paramétrisations et les schémas numériques utilisés dans cette configuration sont classiques et semblables à ceux des configurations globales de l'océan à haute résolution dérivées du modèle NEMO [Barnier et al, 2009 [8]], elles utilisent :

- une coordonnée verticale en z avec l'option des partial steps ;
- le schéma d'advection TVD pour les traceurs schéma conservatif en enstrophie pour le moment ;
- une diffusion laplacienne isopycnale pour les traceurs et biharmonique pour le moment ;
- le schéma de mélange vertical TKE avec « enhanced convection » pour les traceurs et le moment.

Le schéma d'assimilation visant à contraindre le modèle vers les observations se nomme SAM2 (Système d'Assimilation Mercator) [Tranchant et al, 2008 [148]]. Il est basé sur un filtre SEEK d'ordre réduit. Ce schéma permet d'assimiler l'ensemble des données physiques disponibles comme la SLA altimétrique d'AVISO, les profils de température et de salinité in situ de Coriolis et les cartes globales de SST de Reynolds. La couverture globale de ces données varie selon les régions et les périodes, mais à l'échelle régionale qui nous intéresse, cette couverture ne permet pas de représenter de manière fine les processus existant dans nos régions d'étude.

Il est important de connaître quelles sont les échelles spatiales et temporelles effectivement contraintes par les observations dans le système d'analyse. Elles auront également un impact sur l'état initial et sur les conditions aux frontières des configurations régionales utilisées, tant sur la Méditerranée que sur la région de l'Angola.

La figure 3.6 représente les échelles spatiales et temporelle qui sont intégrées dans le système d'assimilation, notons que pour la région Méditerranée les échelles ont été fixées comme constantes et prises respectivement à 40 km en spatial et 12 jours en temporel.

Pour la région Angola par contre, ces échelles sont nettement plus grandes, avec 200km en zonal, 150 km en méridien et 14 jours en temporel. Ceci est pleinement justifié par la dynamique et les échelles des structures océaniques les plus persistantes de cette région tropicale.

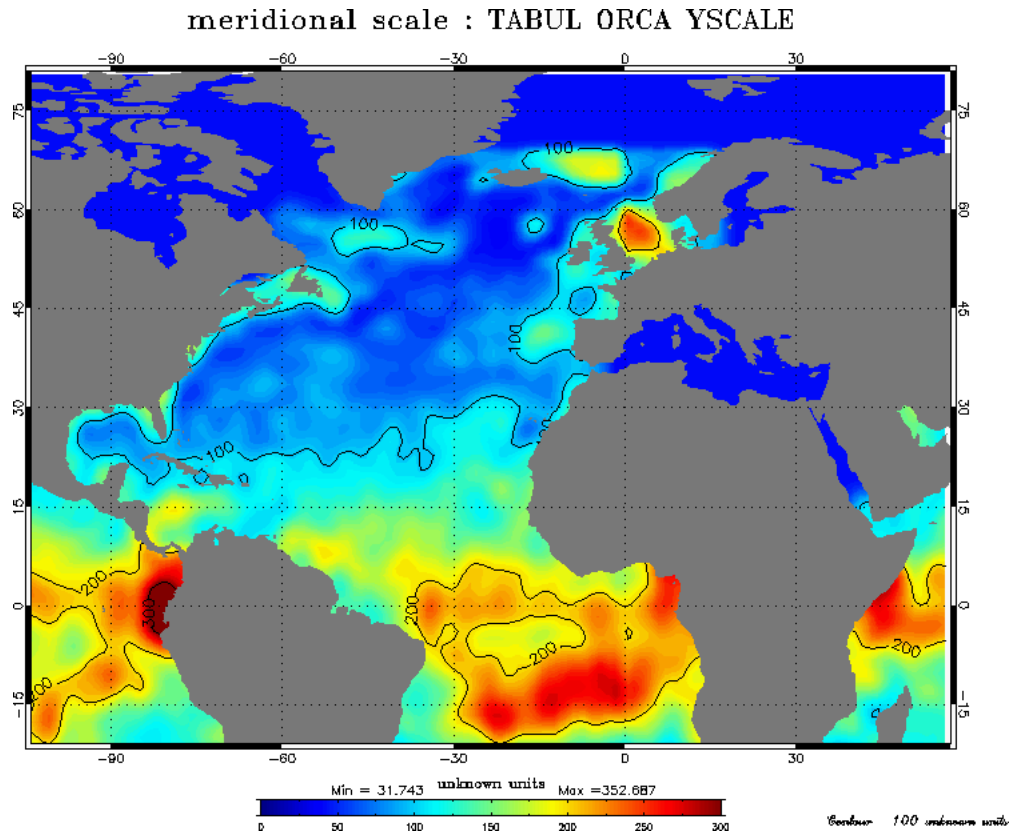
La contrainte altimétrique peut sembler être la plus importante pour cette étude, puisqu'elle va directement influencer la circulation à grande et à méso-échelle dans le modèle. Les données altimétriques sont intégrées le long des traces avec un traitement classique appliqué par AVISO. Pour la région Méditerranée, les données sont sous-échantillonnées tous les 14 km avec un filtrage spatial à 42km et pour la région Angola, la résolution est de un point tous les 50 km avec un filtrage spatial à 250 km.

La figure 3.8 illustre la couverture altimétrique pour les deux semaines ayant servi d'états initiaux : le 26 septembre 2007 en Méditerranée et le 13 février 2008 en Angola. En Méditerranée Occidentale, l'altimétrie couvre globalement notre zone d'intérêt même si de larges trous sont visibles, en particulier dans le centre du bassin ouest. L'innovation en SLA représente la différence entre l'élévation de surface de la mer modélisée et observée pour cette semaine (en tenant compte bien entendu de la date exacte de la mesure). Dans le Golfe du Lion, ces innovations sont inférieures à 5 cm, ce qui peut être considéré comme la précision maximale que le système et que les observations peuvent atteindre. Par contre, dans la région des Baléares, ces innovations sont plus importantes (de l'ordre de 10 cm). Ceci est représentatif d'une activité méso échelle qui n'est pas tout à fait en accord entre le modèle et les observations. Il est à noter que les réglages de l'assimilation de données dans ce système en Méditerranée ont amené à augmenter l'erreur sur les observations altimétriques dans cette région, et que par conséquent, l'innovation présentée ici ne va pas être intégralement insérée dans le modèle par le schéma d'assimilation.

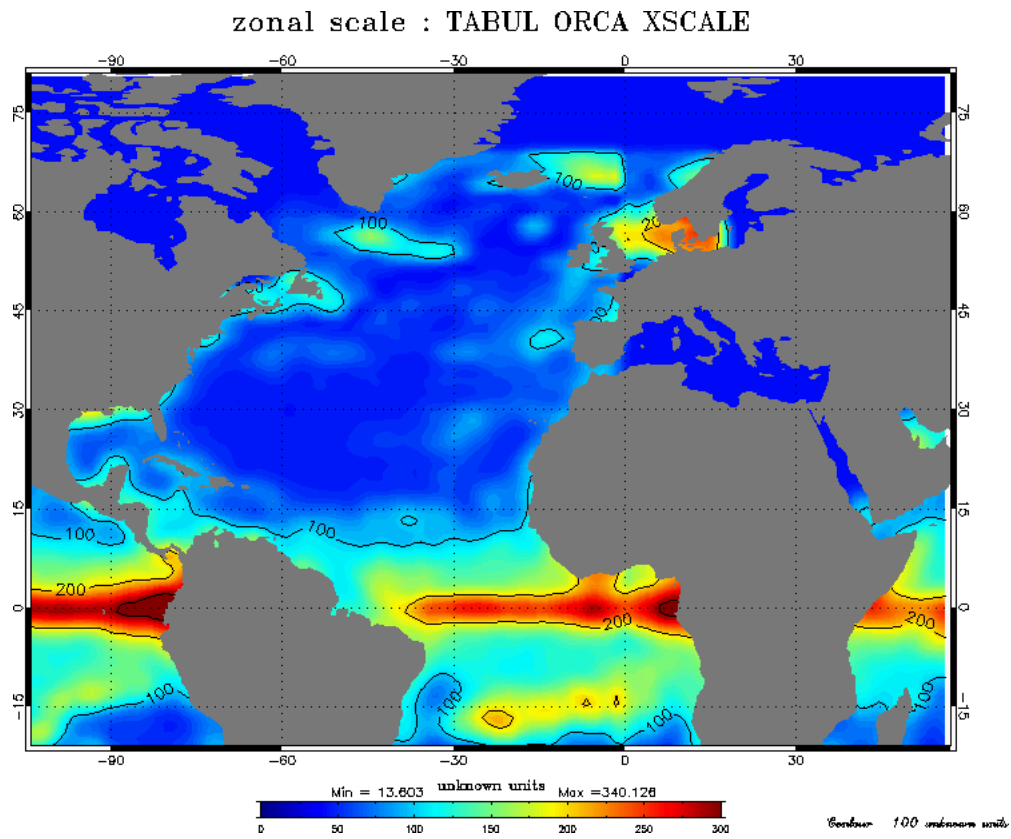
Dans la région Angola la couverture altimétrique est également satisfaisante et même plus dense pour notre période d'intérêt (13 février 2008) que pour le 9 septembre 2007. Plusieurs traces traversent le golfe d'Angola avec l'une d'entre elles longeant la côte. Là non plus les innovations de niveau de la mer ne sont pas très importantes. Elles sont globalement inférieures à 5 cm avec des valeurs supérieures à 5 cm le long de la côte et dans la partie nord de notre domaine d'étude.

Les systèmes opérationnels PSY2V4 et PSY3V3 sont les dernières versions en date des systèmes 1/12 ° Atlantique et 1/4 ° Global. Les évolutions scientifiques majeures et les modifications de paramétrisation concernent :

- le forçage atmosphérique à 3h de l'ECMWF et la formulation des flux atmosphérique CORE ;
- un schéma d'assimilation basé sur une technique d'IAU (Incremental Analysis Update) permettant de répartir l'incrément d'analyse le long de la fenêtre temporel d'assimilation ;
- la suppression de l'ajustement convectif forcé sur la physique verticale.



(a) Echelle de corrélation zonale



(b) Echelle de corrélation méridienne

FIGURE 3.6 – Échelles de corrélation spatiale utilisées dans le schéma d'assimilation SAM2 pour la configuration PSY2V3.

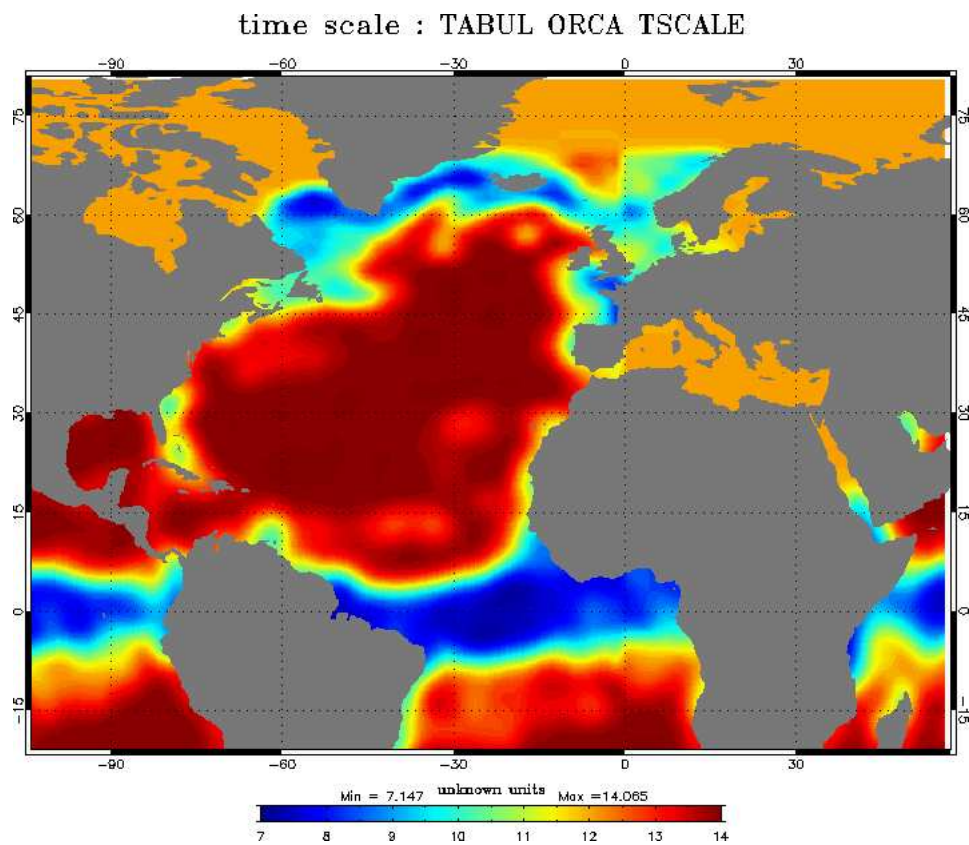
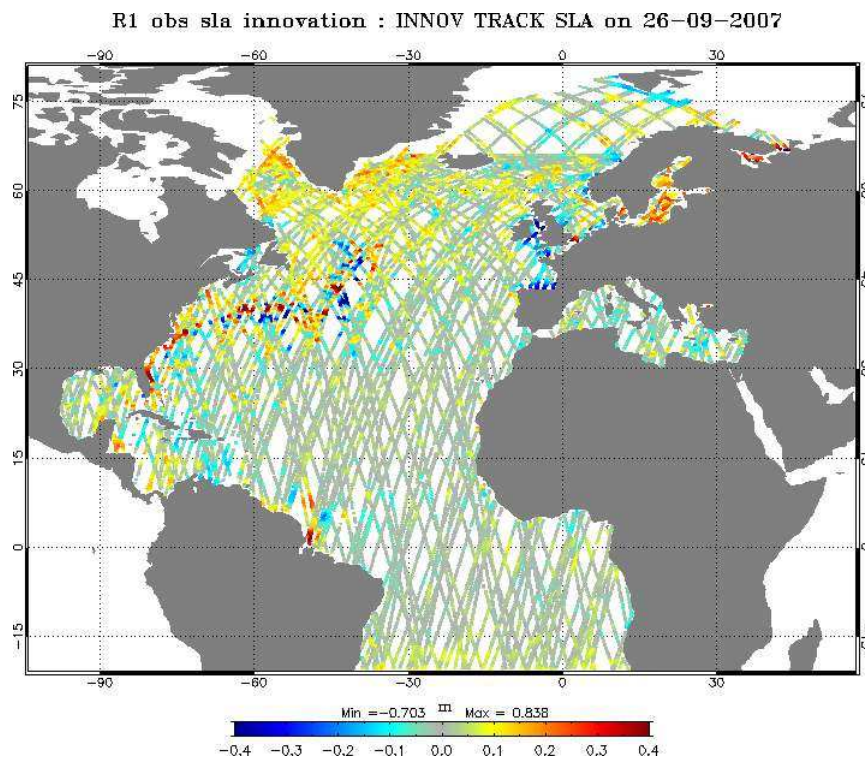
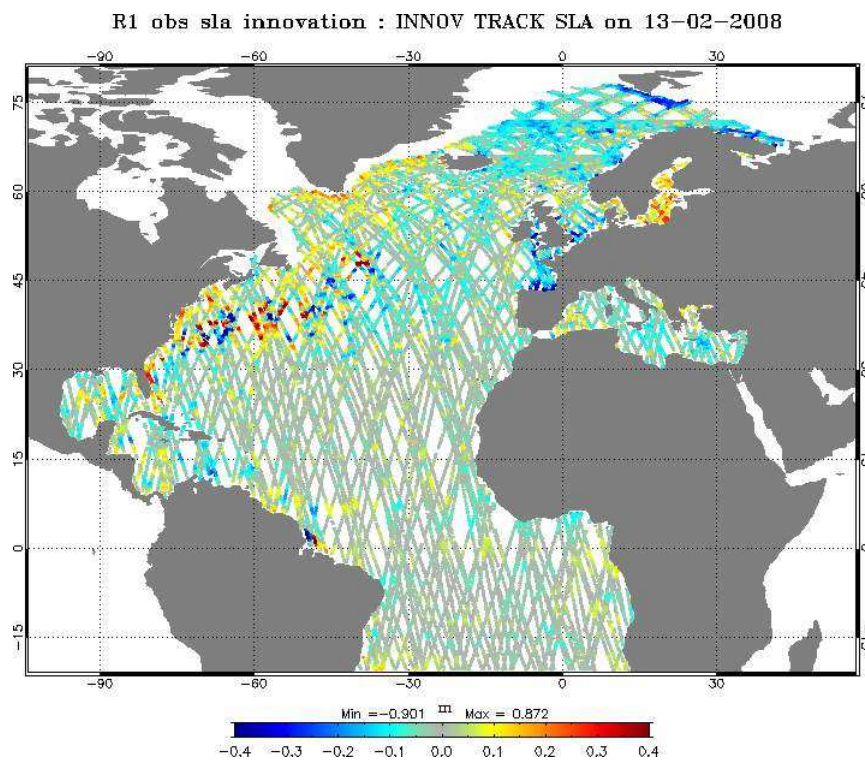


FIGURE 3.7 – Échelle de corrélation temporelle utilisée dans le schéma d'assimilation SAM2 pour la configuration PSY2V3.



(a) Innovation de SLA PSY2 26 Septembre 2007



(b) Innovation de SLA PSY2 13 Février 2008

FIGURE 3.8 – Innovation en SLA le long des traces altimétriques pour la semaine du 26 septembre 2007 correspondant la date d'initialisation des simulations en Méditerranée (en haut) et pour le 13 février 2008 correspondant à la date d'initialisation des simulations en Angola (en bas).

3.3 Configurations numériques développées et les simulations océaniques réalisées

3.3.1 Les configurations ANGOLA et MEDWEST

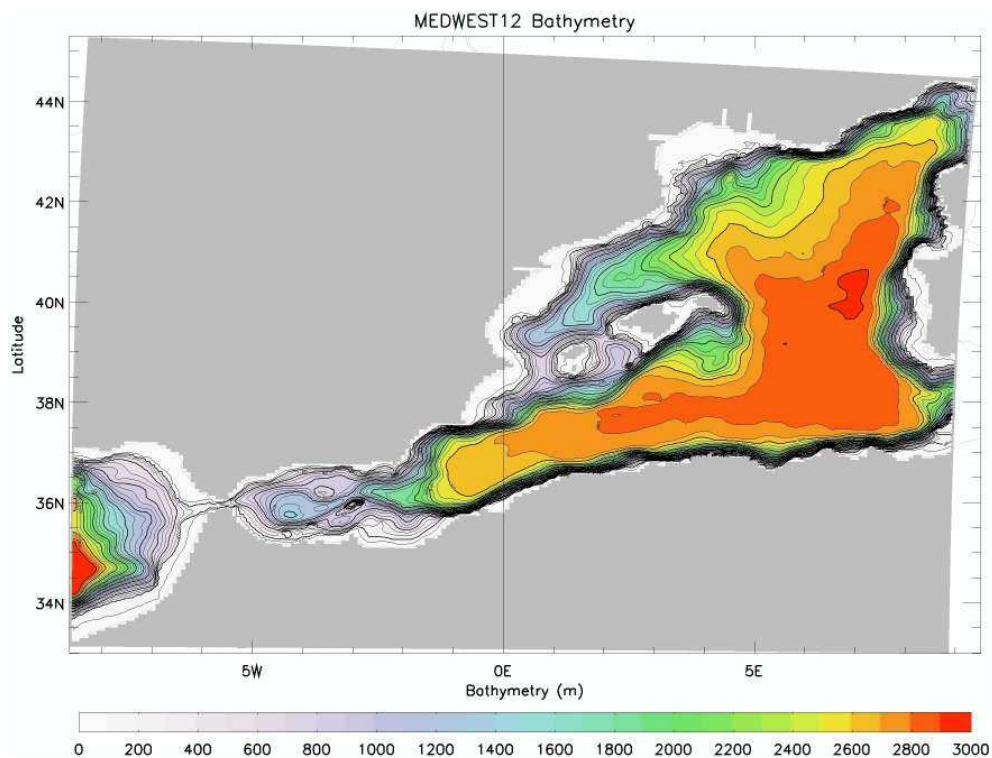
Deux configurations, une pour chaque zone d'étude, ont été développées spécialement dans le cadre de cette thèse. Nous les avons baptisé MEDWEST et ANGOLA, en relation avec leur région d'intérêt, et se déclinent toutes les deux dans deux résolutions horizontales différentes de maillage : le $1/12^\circ$ et le $1/36^\circ$. Le nom générique de la configuration est obtenu en accolant la fraction de la résolution choisie au nom du domaine. Ainsi, MEDWEST12 est la configuration modélisant le bassin ouest Méditerranéen au $1/12^\circ$. Il existe donc en tout quatre configurations : MEDWEST12, MEDWEST36, ANGOLA12 et ANGOLA36. Ces résolutions renvoient à des mailles d'échelle horizontale de 9 km ($1/12^\circ$) et 3 km ($1/36^\circ$) pour l'Angola, et de 7 km et 2 km pour la Méditerranée.

La motivation à réaliser cette déclinaison est d'évaluer l'impact de la haute résolution et d'une petite échelle océanique mieux détaillée sur la qualité des prévisions de dérive. Puisque dans la réalité toutes les échelles participent au transport, il est légitime de penser que combler les petites fréquences spatiales permettrait de mieux capter l'essence d'une dérive réaliste. Ces configurations nous serviront de plates-formes de test pour réaliser des expériences de sensibilité sur des paramètres et des options du modèle qui pourraient avoir un impact *a priori*.

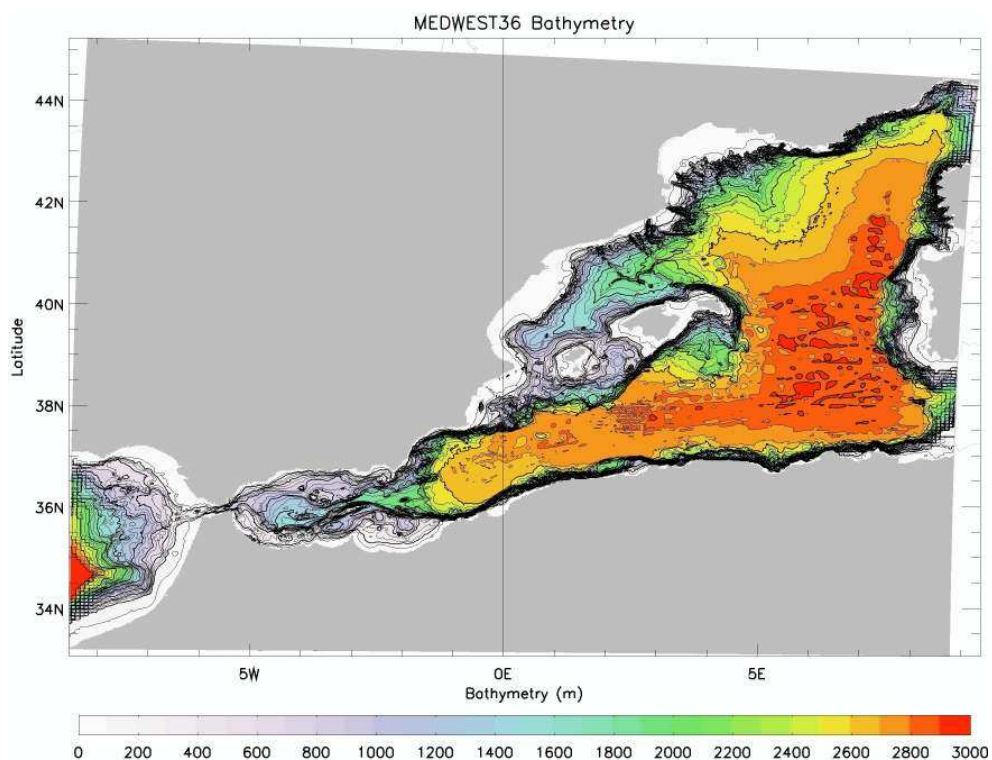
3.3.1.1 Le choix des domaines

Le domaine MEDWEST couvre la partie occidentale du bassin méditerranéen avec une frontière à l'est située dans le Golfe de Cadix à 8.6°O , et une frontière à l'ouest qui est positionnée à 9.4°E , celle-ci coupant de façon méridienne la Corse et la Sardaigne. Il n'y a pas de frontières nord et sud, le domaine étant fermé de manière naturelle par le trait de côte. Le placement de la frontière à l'est peut prêter à polémique car la bathymétrie au nord de la Corse semble forcer l'écoulement d'un courant cyclonique (le Western Corsica Current). Le flux est alors situé dans le prolongement de la frontière et sa courbure peut devenir gênante car transverse à celle-ci. Quelques expériences de positionnement de cette frontière, au début de la thèse, ont néanmoins montré que cet impact est très faible sur la circulation modélisée. Le choix de cette frontière a aussi été motivé par équivalence au système IBI qui dispose de la même coupure à l'est. Le fait d'étendre le domaine autant à l'ouest est justifiable par le fait de vouloir sauvegarder une bonne résolution des échelles dans la zone de naissance du courant Algérien. Plus à l'ouest, une coupure au niveau de Gibraltar serait délicate, car elle pourrait avoir un effet néfaste sur la circulation en Mer d'Alboran et plus en aval.

La région modélisée par la configuration ANGOLA est de taille plus modeste. C'est un domaine de 8° par 12° centré sur les côtes Angolaises et particulièrement le panache du Congo. La frontière nord est située à l'équateur, mais c'est la position minimale pour couvrir de manière confortable l'expérience. Nos premières simulations ont montré qu'il n'y



(a) MEDWEST12



(b) MEDWEST36

FIGURE 3.9 – Bathymétrie et domaine de calcul des configurations MEDWEST12 (a) et MEDWEST36 (b). La bathymétrie au $1/12^\circ$ est issue de donnée ETOPO2 de juin 2007. Celle au $1/36^\circ$ est basée sur un produit combiné GEBCO 2008, MEDIMAP et Gulf of Lion (se référer au texte). Le trait de côte représenté est celui du modèle, avec le creusement de canaux artificiels pour la modélisation des fleuves en frontières ouvertes.

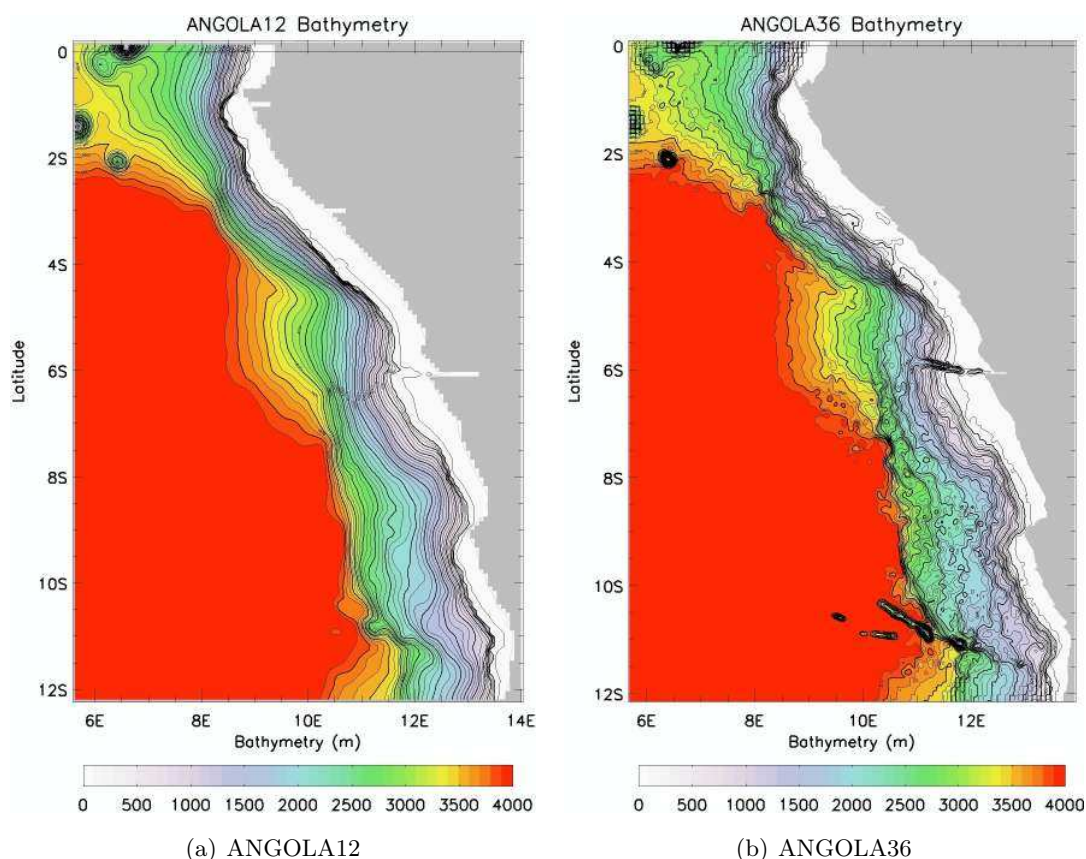


FIGURE 3.10 – Figure identique à 3.9 pour les domaines ANGOLA12 (a) et ANGOLA36 (b). La bathymétrie au $1/36^\circ$ est celle de ETOPO1 d'octobre 2009.

avait pas de comportement anormal le long de cette frontière tel que du bruit numérique ou des structures non physiques. C'est une zone d'échelle plutôt large pour les structures océaniques générées, la résolution y est alors moins cruciale qu'en Méditerranée. Près de la côte en revanche, la présence du panache du Congo introduit des circulations à méso-échelle qu'il semble intéressant de résoudre avec un modèle à haute résolution.

Le tableau 3.4 détaille les principales différences entre nos configurations régionales et leur modèle parent PSY2.

3.3.1.2 La bathymétrie

Les différents domaines sont présentés sur la figure 3.9 avec leur bathymétrie respective. Il est important de souligner que ces dernières sont issues de produits différents pour les configurations au $1/12^\circ$ et pour celles au $1/36^\circ$. Pour les modèles au $1/12^\circ$, la bathymétrie est identique au système parent PSY2V3 et est issue de données ETOPO2 datant de juin 2007. Pour la Méditerranée au $1/36^\circ$, la bathymétrie provient d'une association entre les produits bathymétriques GEBCO¹⁸, MEDIMAP¹⁹ et la bathymétrie "Gulf of Lion"²⁰.

18. The GEBCO-08 Grid, version 20081212, <http://www.gebco.net>

19. MEDIMAP : Medimap Group, Loubrieu B., Mascle J. et al, 2005, Morpho-bathymeter of the Mediterranean Sea, CIESM/Ifremer edition, 2 maps at $1/2000000$

20. Gulf of Lion Bathymetry : Berné S., Carré D., Loubrieu B., Mazé J.P., Morvan L., Norman A. (2004) "le golfe du Lion - Carte morpho bathymétrique", Ed. Ifremer - COnseil Régional du Languedoc-Rousillon.

Paramètres de modélisation		
	<i>PSY2V3</i>	<i>Régional-T00</i>
Version de NEMO	1.09	2.3
Bathymétrie	ETOPO2 juin 2007	Combinaison Gebco2008 - ETOPO2009
Discrétisation verticale	50 niveaux, 1 m en surface et 450 m au fond	Identique à PSY2
Résolution horizontale	1/12 °	1/12 ° et 1/36 °
Traitement de la surface	Libre filtrée	Explicite, time splitting
Marée	Non	Potentiel astronomique + TPXO aux frontières
Modèle de mélange vertical	TKE 1.5	$k - \epsilon$
Convection	Intensification du mélange vertical	Gérée par le modèle $k - \epsilon$
Schéma d'advection	TVD	QUICKEST- ULTIMATE
Diffusion des traceurs	Laplacien isopycnal	Bilaplacien horizontal
Diffusion du moment	Bilaplacien horizontal	Bilaplacien horizontal
Coefficients de diffusions horizontaux	$A_{vT}^h = 125m^2s^{-2}$ $A_{vM}^h = -1.5e^{-10}m^2s^{-2}$	$A_{vT}^h = -2.5e^{-8}m^2s^{-2}$ $A_{vM}^h = -2.5e^{-9}m^2s^{-2}$
Frottements latéraux	shlat=0.5 en Atlantique, shlat=2 en Méditerranée	shlat = 0.5 partout sauf à Gibraltar (shlat=2)
Forçages Atmosphériques	Journalier (ECMWF) Bulk CLIO	Forçage à 3h (ECMWF) Bulk CLIO
Run off	Pluie de Dai & Trenberth	Pluie + frontières ouvertes
Frontières ouvertes	Relaxation vers la climatologie de Levitus	PSY2V3
Conditions initiales	T et S Levitus 2005	PSY2V3
Assimilation	RTG-SST, SLA, profils T/S in situ	Non

TABLE 3.4 – Options et environnement de paramètres des modèles régionaux comparés au système opérationnel parent PSY2V3.

La bathymétrie d'ANGOLA36 se base quant à elle sur un fichier global ETOPO1²¹ daté d'octobre 2009. Pour ANGOLA36 et MEDWEST36, les lignes de côtes ont été retouchées manuellement (utilisation de la trait de côte présent dans le logiciel IDL) afin d'être les plus réalistes possibles. La mise sur grille des données bathymétriques au $1/12^\circ$ a été obtenue par la sélection de la valeur médiane des données contenues dans une maille, alors que celles au $1/36^\circ$ ont été interpolées de manière bilinéaires. La bathymétrie au $1/12^\circ$ a été lissée à l'aide d'un filtre de Shapiro, mais cette opération n'a pas été effectuée sur celles au $1/36^\circ$.

Le fond est une contrainte importante de l'écoulement, puisque par nature les courants géostrophiques ont tendance à s'appuyer sur les isobathes. Il est aussi une source d'instabilité lorsque les courants subissent des déviations importantes liés à des changements rapides de la topographie de fond. Les modèles au $1/36^\circ$ sont alors mieux armés pour représenter ces contraintes. Par exemple, pour la Méditerranée, le contraste avec le modèle à plus basse résolution est saisissant sur le talus du Golfe du Lion où sont visibles de nombreux canyons (figure 3.9). Au nord de Majorque est d'ailleurs présente une faille qui est difficilement repérable dans la bathymétrie au $1/12^\circ$. De même, en Angola, le canyon du Congo est creusé d'une manière plus franche, ce qui colle plus à la réalité.

Paramètres de run				
	<i>MEDWEST12</i>	<i>MEDWEST36</i>	<i>ANGOLA12</i>	<i>ANGOLA36</i>
Dimension des grilles	211×190	625×562	102×151	298×445
Découpage des domaines	11×12	16×18	6×6	9×13
Nombre de processeurs utilisés	64	128	30	96
Pas de temps barocline (s)	450	150	450	150

TABLE 3.5 – Dimensions des grilles et découpage multi-processeurs des configurations. Les simulations sont réalisées sur le cluster de calcul de l'ECMWF (IBM Cluster 1600, cla).

3.3.1.3 Le forçage aux frontières

Le meilleur forçage aux frontières disponible au moment du développement des configurations était le système opérationnel PSY2. L'atout d'utiliser un forçage opérationnel est de pouvoir prescrire (T, S, U, V, η) aux frontières, variables en équilibre grande-échelle avec des structures assimilées. Les solutions extérieures et intérieures sont connectées sur

21. ETOPO1 : Amante, C. and N. W. Eakins, ETOPO1 1 Arc-minute Global Relief Model : PRocedures, Data Sources and Analysis. NOAA Technical Memorandum NESDIS NGDC-24, 19 p, March 2009

10 points de grilles pour le $1/12^\circ$ et trois fois plus pour le $1/36^\circ$. Sur ces bandes d'environ 1° , les bathymétries au $1/36^\circ$ sont interpolées progressivement au $1/12^\circ$ depuis l'intérieur vers l'extérieur, ceci afin de ne pas provoquer de discontinuités trop importantes lors de la traversée des structures aux frontières. Ce traitement est visible assez nettement sur les figures 3.9(b) et 3.10(b).

3.3.1.4 L'initialisation et le temps de spin-up

Les variables physiques des quatre configurations sont initialisées également à partir du système opérationnel PSY2. Pour les modèles au $1/36^\circ$ se pose alors un problème d'ajustement lié au changement de résolution et de bathymétrie. Le changement de bathymétrie provoque à l'initialisation un déséquilibre de masse instantané qui génère des ondes de gravité au niveau de la surface libre [Auclair et al, 2006 [6]]. Cet ajustement persiste jusqu'à ce que la physique du modèle travaille à rétablir l'équilibre géostrophique, ce qui nécessite typiquement un temps de l'ordre de quelques périodes d'inertie. Le changement de résolution entraîne l'augmentation des gradients, les fronts sont donc plus actifs. L'augmentation de la résolution permet la création de structures transitoires d'échelles plus petites, qui ne sont pas contenues dans le modèle parent, mais qui apparaissent progressivement dans la solution régionale. Ces deux éléments font qu'il faut conserver une phase de pré-modélisation appelé *temps de spin-up*. Celui-ci assure une convergence physique des prévisions et l'élimination du bruit lié à cette phase d'ajustement.

Autre point, il est également attendu d'un modèle régional imbriqué dans un modèle opérationnel de réaliser un *downscaling* des structures de grande échelle assimilées. Pour cette raison, la phase de spin-up doit rester relativement courte, de manière à ce que la solution calculée ne diverge pas trop de la solution analysée initiale. Le spin-up est donc une question de compromis, comme bien souvent dans le domaine de la modélisation.

[Estournel et al, 2009 [42]] ont montré que pour la zone du Golfe du Lion, réputée par sa dynamique petite échelle complexe, une période de spin-up de 7 jours était suffisante pour assurer la convergence du modèle régional Symphonie à 3 km de résolution initialisé à partir du modèle opérationnel MFS-Step au $1/16^\circ$. Nous avons choisi pour notre étude de doubler ce temps de spin-up : nous préservons un délai de 15 jours de simulations avant d'effectuer nos prévisions de dérive. Cette période correspond aux dates du 26 septembre pour la zone MEDWEST et au 16 février pour la zone ANGOLA.

3.3.1.5 Le jeu de forçage atmosphérique

De manière à rester le plus proche de possible de conditions opérationnelles, il a été choisi d'utiliser le jeu de forçage atmosphérique similaire à PSY2, à ceci près que les forçages seront rafraichis avec une fréquence temporelle de 3 h. Les données servant à contraindre les flux atmosphériques sont issues d'analyse opérationnelles du modèle météorologique de l'ECMWF²² qui opère des prévisions synoptiques globale. La résolution

22. Centre d'étude européen de prévisions météorologique à moyen terme, souvent abrégé par "CEP" en français

horizontale de ces forçages correspond à du $1/4^\circ$, une échelle qui semble relativement large pour résoudre les phénomènes orographiques importants en Méditerranée. Une version au $1/8^\circ$ est aujourd'hui distribuée mais celle-ci n'est pas disponible pour notre fenêtre temporelle d'étude.

Pour nos simulations de référence, nous avons choisi de conserver la formulation des flux CLIO, la même que celle de PSY2. La formulation CORE (plus sophistiquée) sera testé dans la suite de l'étude (voir section 3.2.2.10, page 61).

3.3.1.6 La discrétisation verticale

La grille verticale utilisée est constituée de 50 niveaux d'épaisseur variable et dispose d'un raffinement dans la couche de surface. La résolution des premiers mètres est très importante car elle conditionne l'efficacité des schémas de mélange verticaux et contribue de ce fait à la représentation du profil de courant dans la couche de mélange.

Dans nos configurations, les cellules verticales varient avec une épaisseur de 1 m en surface à 450 m au fond, avec un premier niveau situé à 50 cm de la surface. Le tableau 3.6 donne les premières valeurs des épaisseurs de couches pour les points T. Les cellules en contact avec le fond sont contraintes par la bathymétrie selon la technique des "partial steps" (voir sous-section 3.2.2.1 page 51).

Facteurs d'échelle de la grille verticale Mercator								
Niveaux	<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>4</i>	<i>5</i>	<i>6</i>	<i>7</i>	<i>8</i>
Épaisseur (m)	0.50	1.55	2.65	3.83	5.09	6.45	7.94	9.58
Niveaux	<i>9</i>	<i>10 11</i>	<i>12</i>	<i>13</i>	<i>14</i>	<i>15</i>	<i>16</i>	<i>17</i>
Épaisseur (m)	11.41	13.47	15.82	18.50	21.60	25.22	29.45	34.44

TABLE 3.6 – Discrétisation verticale des configurations régionales dans les premiers niveaux. Les niveaux du modèle sont indiqués en italique, les chiffres juste en dessous renseignent sur la largeur de la cellule correspondante.

3.3.1.7 La représentation de la marée

Un module spécifique développé à Mercator permet d'inclure à la prévision de circulation les effets de la marée. La force que la marée exerce sur le moment dérive d'un potentiel générateur appelé *potentiel de marée*. Son inclusion correspond à l'ajout d'un terme de forçage $\nabla \Pi_a$ dans les équations primitives, avec Π_a le potentiel de marée et ∇ l'opérateur du gradient. Le module de marée de NEMO permet la représentation d'une ou plusieurs harmoniques séparées, jusqu'à 11 au total. Pour les trois premières harmoniques, le potentiel prend l'expression suivante :

$$\begin{cases} \Pi_a = gA_k \left(\frac{1}{2} - \frac{3}{2} \sin^2 \phi \right) \cos(\omega_k t + V_{0k}) & \text{pour la marée longue} \\ \Pi_a = gA_k (\sin 2\phi) \cos(\omega_k t + \lambda + V_{0k}) & \text{pour la marée diurne} \\ \Pi_a = gA_k (\cos^2 \phi) \cos(\omega_k t + 2\lambda + V_{0k}) & \text{pour la marée semi-diurne} \end{cases} \quad (3.44)$$

avec A_k l'amplitude de l'onde, w_k la pulsation associée au nombre d'onde k , V_{0k} la phase astronomique de l'onde par rapport au méridien de Greenwich. Des corrections spécifiques sont également appliquées sur le potentiel afin de prendre en compte les marées terrestres, les effets de charges et d'auto-attractions²³. Des conditions sur η sont appliquées aux frontières afin de représenter le passage de l'onde à travers le domaine. Celles-ci sont issues du modèle de prévision marégraphique global TPXO [Egbert et al, 1994 [37]].

3.3.1.8 La résolution de la surface libre

Les harmoniques de marée sont des ondes de gravité barotropes et leur présence nécessite un traitement particulier de la surface. Leur vitesse de phase relativement "rapide" comparée au reste des mouvements de l'océan (vitesse de phase $c = \sqrt{gH}$, avec H la profondeur de l'océan) oblige le modèle numérique à avoir un pas de temps drastiquement petit afin ne pas violer le critère de Courant-Friedrichs-Levy. Dans le cas de modèle géophysique à haute résolution, diverses méthodes de représentation de la surface existent pour conserver un pas de temps numériquement acceptable. Les configurations régionales utilisent l'option de la *surface libre explicite à pas de temps fractionnés*. L'idée consiste à résoudre l'équation de la surface libre et celles des ondes barotropes avec un pas de temps plus petit que celui du schéma temporel classique, qui est utilisé uniquement pour la partie barocline.

3.3.1.9 Les apports d'eau douce

Dans NEMO, les apports d'eau douce peuvent être séparés en trois fractions distinctes : la pluviométrie, le ruissellement côtier et les rivières. La pluviométrie est fournie par les flux atmosphériques à la surface. La représentation du ruissellement côtier s'appuie en partie sur ce processus : de l'eau douce est rajoutée à la surface sur les cellules voisines du trait de côte. La quantité rajoutée est prescrite en fonction de la base climatologique de [Dai et Trenberth et al, 2002 [28]].

Les fleuves peuvent en revanche être représentés comme de véritables frontières ouvertes. Un petit canal de trois points de grilles est creusé à l'embouchure (visibles sur les figures 3.9) et au fond de celui-ci est prescrite une des deux composantes de la vitesse en fonction de l'orientation du canal (U pour un canal est/ouest, V pour un canal nord/sud).

23. Comme la terre est également sensible à l'attraction astronomique, la croute terrestre se déforme, ce qui entraîne une modification du champ gravitationnel terrestre. Les effets de charges et d'auto-attractions sont produits par le transport des masses d'eau par la marée elle-même, ce qui modifie la répartition des masses et donc perturbe le potentiel astronomique

Les vitesses se basent à nouveau sur les données de débits mensuels des 50 plus grands fleuves mondiaux de [Dai et Trenberth et al, 2002 [28]].

Comme le canal a une largeur fixée à un point de grille, la conservation du débit impose une modification de la vitesse en fonction de la résolution. Ceci peut être gênant au $1/12^\circ$, puisque les vitesses affaiblies vont modifier le nombre de Rossby local $R_0 = \frac{U}{fL}$, la représentation du panache va ainsi être biaisée, en accordant plus d'importance à la vorticité planétaire plutôt qu'à l'inertie de la circulation. Concernant les traceurs, la salinité est prescrite à 0.1 psu au fond du canal. La température fixée est la moyenne de celle des six points voisins du point de grille-embouchure. Cette option a été choisie car la nature des fronts liés aux panaches fluviaux sont surtout des fronts halins, qui dominent de loin les gradients de température. Nous ne disposons de plus d'aucunes données de température aux embouchures des fleuves.

3.3.2 Les paramètres et les options de référence choisies

Quelques points particuliers du tableau 3.4 sont ici développés, le lecteur pourra se référer au manuel d'utilisation de Nemo pour des informations complémentaires.

3.3.2.1 Les frottements de fond et latéraux

Au fond, une friction non linéaire avec un profil logarithmique est imposée. Le coefficient de frottement de fond C_D est défini tel que :

$$C_D = \left(\frac{\kappa}{\ln(z_1/z_b)} \right) \quad (3.45)$$

avec z_b la rugosité du fond choisie à 3.5 cm et z_1 la distance au fond.

Une condition de glissement partiel est utilisée aux parois : la friction latérale est paramétrée de manière à ne pas dissiper compl tement une vitesse tangentielle à la côte.   Gibraltar, un patch spécial est appliqué afin de d'augmenter le frottement et d'affaiblir les courants qui sont anormalement accélérés par l'étranglement du trait de côte ($shlat = 2$   Gibraltar, $shlat = 0.5$ partout ailleurs). L'ajout de ce patch a permis de régler de fréquents problèmes d'explosion numérique avec le modèle MEDWEST36.

3.3.2.2 Le schéma d'advection

Le schéma Quickest associé au limiteur Ultimate [Reffray, 2004 [122]] est un schéma d'ordre élevé et conservatif propice à être utilisé en modélisation régionale, ce qui est le cas ici. Quickest est un schéma contenant de la diffusion implicite, cependant pour stabiliser la solution, notamment en mode opérationnel, un terme de diffusion bilaplacienne explicite avec une valeur faible est rajouté ($A_{vM}^h = -2.5e^{-9} m^2 s^{-2}$). Pour la quantité de mouvement, un schéma conservatif d'enstropie est utilisé [Barnier et al., 2006 [8]].

3.3.2.3 La diffusion horizontale

Un opérateur bilaplacien unique est paramétré pour la diffusion horizontale des traceurs et du moment, avec des valeurs de coefficients au $1/12^\circ$ égaux à $A_{vM}^h = -2.5e^{-9} m^2 s^{-2}$ pour le moment et $A_{vT}^h = -2.5e^{-8} m^2 s^{-2}$ pour les traceurs.

Le facteur 9 existant entre les échelles du $1/12^\circ$ et $1/36^\circ$ incitent à prendre des valeurs dix fois plus faibles pour les coefficients du $1/36^\circ$ (au $1/36^\circ$, $A_{vM}^h = -2.5e^{-8}$, $A_{vT}^h = -2.5e^{-7}$).

3.3.2.4 Le mélange vertical

Les simulations de référence sont réalisées avec le modèle de mélange vertical $k - \epsilon$ défini à la section 3.2.2.7, page 56 (se référer à cette section pour les notations ci-dessous). Diverses options sont disponibles pour paramétrer le modèle et les suivantes ont été choisies :

- Les bornes minimales pour l'énergie cinétique turbulente et pour la dissipation ont été fixées à $k_{min} = 1.e^{-6} m^2 s^{-2}$ et $\epsilon_{min} = 1.e^{-12} m^2 s^{-3}$.
 - Les conditions de surface et de fond pour k et ψ sont des conditions de Neumann (prescription d'un flux). Le flux d'énergie lié au déferlement des vagues est introduit avec des paramètres standards : $\alpha_{CB} = 100$ et $\alpha_{Hsw} = 1.3$
 - Une option est utilisée pour forcer la limiter la dissipation sous des conditions stables [Galperin et al., 1988 [47]] dont la valeur maximale dans ce cas de figure est prise à 0.267.
 - L'étude de [Burchard et al., 2001 [18]] a identifié que le nombre de Schmidt est inadéquat pour résoudre la turbulence sans cisaillement, en particulier pour traiter la problématique de mélange par les vagues. Une paramétrisation propose une modification de cette constante en imposant un équilibre entre la diffusion et la dissipation dans l'équation de Ψ (équation (3.22)).
 - La fonction de stabilité utilisée dans l'équation (3.25), page 58 est celle de Canuto [Canuto et al., 2001 [20]].
- Lorsque le schéma TKE est utilisé la constante C_k de l'équation (3.13) est égale à 0.1.

3.3.3 Le listing des simulations réalisées

3.3.3.1 Les simulations portant sur des paramétrisations physiques

Le descriptif de ces simulations est visible sur le tableau 3.7. Ces premières simulations ciblent des paramètres physiques variés, en particulier ayant été suggérés par la communauté scientifique pour avoir une importance dans la physique des courants de surface (section 2.6, page 31).

Nos premiers tests portent sur la fréquence des forçages atmosphériques avec une dégradation à la fréquence journalière (T02), sur la représentation du forçage en pression (T04) et sur le changement de la physique vertical pour le schéma TKE2, avec ou sans

les options de convections forcés (simulations T05-T07). Pour l'Angola, nous avons également évalué la suppression de l'alimentation des fleuves (T03), et en particulier l'impact du Congo sur la circulation. Le test de sensibilité réalisé également de manière implicite à chaque fois concerne l'impact de la résolution sur ces simulations, chacune d'entre elles étant calculée sur les quatre configurations.

Première série de simulation réalisée		
Numéro de la simulation	Paramètre testé	Type de test
T00	Simulation de référence	<i>Référence</i>
T01	Désactivation de la marée	<i>Forcage</i>
T02	Forçage atm. journalier (ECMWF)	<i>Forcage</i>
T03	Désactivation des runoffs mais conservation du ruissellement côtier	<i>Forcage</i>
T04	Suppression du forçage en pression	<i>Forcage</i>
T05	Utilisation du schéma de mélange vertical TKE	<i>Mélange vertical</i>
T06	Utilisation du schéma de mélange vertical TKE avec convection forcée sur les traceurs	<i>Mélange vertical</i>
T07	Utilisation du schéma de mélange vertical TKE avec convection forcée sur les traceurs et le moment	<i>Mélange vertical</i>

TABLE 3.7 – Premier ensemble de simulations réalisées au cours de l'étude.

3.3.3.2 Les simulations évaluant le filtrage des frontières ouvertes, la paramétrisation des flux atmosphériques et l'augmentation du temps de spin-up

Suite à la réalisation de la première série de prévision, il nous a été suggéré d'opérer à un filtrage des frontières afin de supprimer les chocs d'assimilation (communication personnelle de G. Reffray sur les travaux d'E. Greiner). Ceux-ci surviennent les jours d'analyses, soit une fois tous les sept jours, le mercredi. C'est une stratégie qui a été adoptée lorsque PSY2V3 a été utilisé pour les enquêtes du BEA dans le cadre des recherches des boîtes noires du vol Paris Rio en 2009 [Drevillon et al., 2011 [34]].

Les frontières dérivées de PSY2 contiennent en effet ces incréments séquentiels. Leur utilisation provoque ponctuellement des sauts sur les variables (T, S, U, V, η) capables de

se propager depuis les bords du domaine vers son intérieur sous formes d'ondes physiques. Ceci peut être particulièrement gênant dans le cadre d'une prévision de dérive puisque le champ de vitesse est alors soumis à des oscillations parasites.

L'outil de post processing pré-cité filtre les séries temporelles des frontières avant leur utilisation. La description du fonctionnement du filtre est visible sur la figure 3.11. En supposant que les analyses minimisent bel et bien l'écart à la réalité, le filtre conserve la tendance des jours suivant l'analyse, tout en donnant moins d'importance aux prévisions qui sont trop éloignées de cette date.

Le résultat de l'opération de filtrage sur les frontières est visible pour l'intensité du courant sur la figure 3.12. Le traitement des frontières permet ainsi d'éliminer des impulsions de courants clairement identifiables à une période de 7 jours. Les séries temporelles filtrées sont assez différentes des originaux pour l'Angola, en particulier en ce qui concerne l'intensité des structures. Des changements importants dans la circulation en Angola sont attendus suite à cette opération car le domaine est également de taille modeste, ce qui amplifie la contrainte par les frontières.

La première simulation utilisant ces frontières filtrées porte le numéro T11. Elle deviendra par la suite la nouvelle simulation de référence pour toutes celles qui suivent (toutes les suivantes utilisent les frontières filtrées). La simulation T11 conserve un environnement de paramètres identique aux simulations T00.

Dans cette même série de simulations, la numéro T10 propose une initialisation des simulations 6 mois avant leur utilisation afin de d'évaluer une modélisation régionale qui a totalement dissipé l'état initial. Cela permet d'identifier si une stratégie de « redémarrage » à partir d'un système assimilé est bel et bien bénéfique dans un cadre opérationnel.

Les simulations T12 et T13 évaluent à nouveau l'impact du forçage atmosphérique en choisissant la paramétrisation du stress du vent de la formulation Bulk CORE. La différence entre les simulations CLIO et CORE concernent en particulier le calcul du stress du vent. Dans la formulation de référence utilisée, CLIO, le stress du vent du CEP est utilisé. Celui-ci est calculé à partir d'un modèle couplé océan-vague. Dans la formulation CORE, le stress est recalculé pour prendre en compte les courants de surface calculé par le modèle au pas de temps. Les simulations T13 ont été réalisées avec une interpolation online des flux atmosphériques au pas de temps du modèle alors que les simulations T12 sont réalisées avec une fréquence de 6 h.

3.3.3.3 Les études de sensibilité régionales : le mélange vertical pour la Méditerranée et la variation du débit du Congo pour l'Angola

La troisième série de simulation réalisée cible des tests qui sont plus spécifiques aux deux régions.

En Méditerranée, les simulations T15-T20 ciblent la modification de la paramétrisation du mélange vertical causé par les vagues. Ces tests ont été motivés par l'article de [Carniel et al., 2009 [22]]. Cette étude montre que les paramètres α_{CB} et α_{Hsw} ont un effet important sur la trajectoire de drifters modélisés en Adriatique pendant un épisode de Bora intense.

Seconde série de simulation réalisée		
Numéro	Paramètre	Type de test
T11	T00 + OBC filtrées	<i>Frontières</i>
T10	Phase de spin-up de 6 mois	<i>spin-up</i>
T12	Flux de surface paramétrés selon le formalisme CORE	<i>Forçage atm. Stress vent</i>
T13	Flux de surface paramétrés selon le formalisme CORE avec interpolation temporelle online	<i>Forçage atm. Stress vent</i>

TABLE 3.8 – Seconde série de simulations. Le forçage aux frontières a été filtré afin de lisser les chocs d’assimilations pouvant se propager à l’intérieur du domaine.

Pour la zone Angola, Valérie Quiniou (Total) nous a communiqué des mesures mensuelles de débit du Congo sur plusieurs années (1988-1993), issues de la station d’observation de Brazzaville par l’IRD (projet WHYCOS). Il devient alors intéressant de mesurer l’impact de ces variations de débit sur la dynamique et qui plus est sur les prévisions de trajectoires de nos bouées à proximité de l’embouchure. Il est également important de mesurer l’impact que le fleuve a sur la dynamique selon les différentes techniques de modélisation disponibles. Ces tests concernent le jeu de simulation T20 à T23.

La simulation T20 ne dispose pas de représentation particulière des fleuves. Ce n’est pas un test négligeable car certains modèles globaux ne prennent pas en compte les panaches, ces derniers étant des processus très côtiers. Il est également attrayant de valider l’apport de la technique de modélisation des fleuves en BDY rapport à la paramétrisation sous forme de pluie déjà présente dans les systèmes opérationnels de la même génération que PSY2. C’est l’objet de la simulation T21 qui intègre cette paramétrisation moins sophistiquée. La figure 3.15 présente le forçage en eau douce utilisé par cette méthode pour le mois de mars, ruissellement côtier et fleuves compris.

Les simulations T22 (année 91-92) et T23 (année 90-91) incluent ainsi respectivement les débits bas et débits hauts pour la période février-mars issus de la base de donnée de l’IRD. Ces simulations utilisent la technique des frontières ouvertes (BDY). La figure 3.14 montrent les courbes annuelles de débit des simulations T22, T23 et celle utilisée dans les simulations de référence (Dai et Trenberth). La simulation T23 est très proche de cette dernière.

Les simulations T20-T23 n’ont été réalisées qu’au $1/36^\circ$ et le ruissellement côtier a également été revu à la baisse pour cette série de simulations (un bug de conversion été identifié). La simulation T23, étant la plus proche de nos précédentes simulations en terme de débit, elle servira ici de référence pour les comparer entre elles.

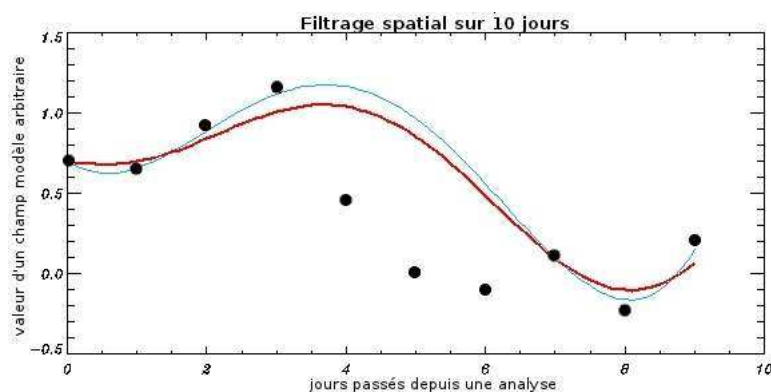
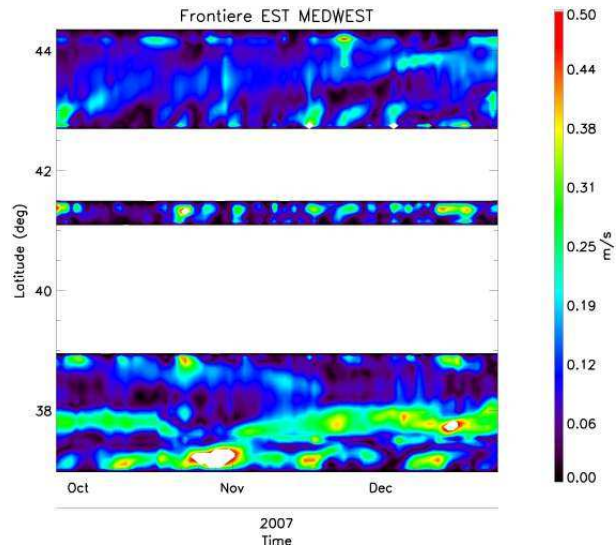
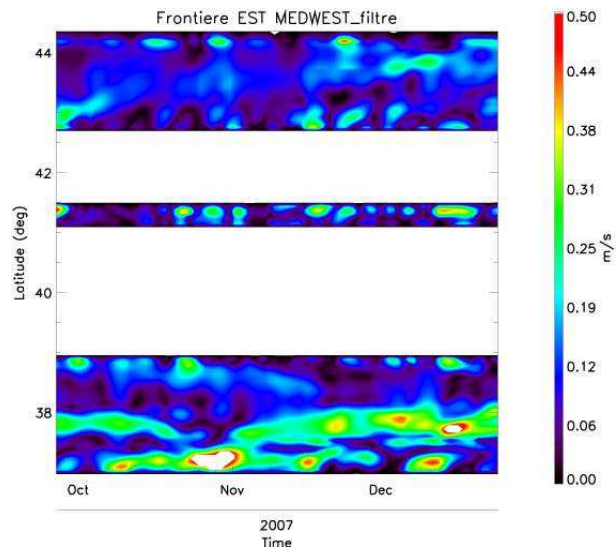


FIGURE 3.11 – Représentation schématique de l’effet du filtre digital utilisé pour le filtrage des données aux frontières de PSY2. L’objectif est de lisser les sauts périodiques d’assimilation se produisant les jours d’analyses. Les points noirs forment un ensemble de prévisions discrètes et ponctuelles d’une variable physique de 10 jours avec une valeur quotidienne : il s’agit de la série d’origine à filtrer. L’abscisse représente le temps (en jours) et l’ordonnée correspond aux valeurs prises par la variable. Les jours d’analyses sont ici considérés en position 0 et 7 : il s’agit d’un cycle d’assimilation hebdomadaire typique de Mercator avec ces jours correspondants à un mercredi. Les courbes continues rouge et bleue représentent l’effet du filtre pour deux réglages différent de ses coefficients. Le filtre a pour effet de lisser les données en procurant plus de poids aux valeurs des trois jours suivant l’analyse (jours n °1, 2, 3), et beaucoup moins aux jours suivants (jours n °4, 5, 6) jusqu’à la prochaine date d’assimilation (jour n °7).



(a) Frontière Est MEDWEST



(b) Frontière Est MEDWEST filtrée

FIGURE 3.12 – Impact du filtrage sur l’amplitude des vitesses prescrites à la frontière est pour la configuration MEDWEST, diagramme Hovmuller de 90 jours. (a) : série temporelle d’origine, (b) : série temporelle filtrée. Les bandes blanches correspondent à la l’extraction des points terres de la Corse et la Sardaigne sur la frontière.

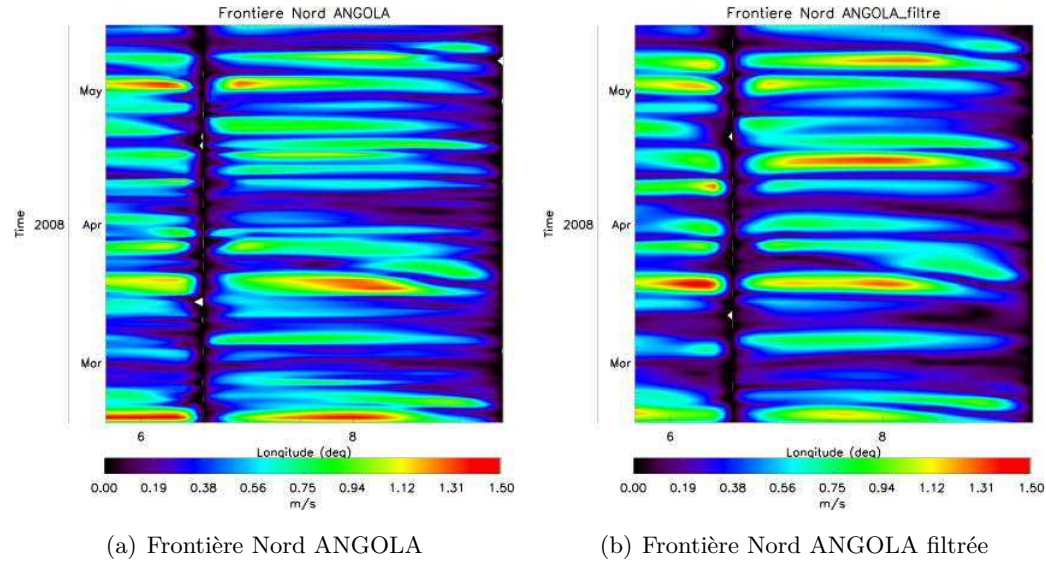


FIGURE 3.13 – Figure identique à 3.12 pour la configuration ANGOLA et sa frontière nord. La bande blanche à 6.7 °E correspond à la présence d’une île.

Troisième série de simulation réalisée		
Numéro	Paramètre	Type de test
Méditerranée		
T15	$\alpha_{Hsw} = 0.5$	<i>Paramétrisation vagues</i>
T16	$\alpha_{Hsw} = 1$	<i>Paramétrisation vagues</i>
T17	$\alpha_{Hsw} = 1.5$	<i>Paramétrisation vagues</i>
T18	$\alpha_{CB} = 50$	<i>Paramétrisation vagues</i>
T19	$\alpha_{CB} = 150$	<i>Paramétrisation vagues</i>
T20	$\alpha_{CB} = 200$	<i>Paramétrisation vagues</i>
Angola		
T20	Pas de représentation pour le panache	<i>Run off</i>
T21	Représentation du panache par un apport pluviométrique (ancienne paramétrisation)	<i>Run off</i>
T22	Débit annuel haut	<i>Run off</i>
T23	Débit annuel bas	<i>Run off</i>

TABLE 3.9 – Troisième série de simulation. Les simulations T15-T20 portant sur le mélange vertical n’ont été réalisées qu’au 1/12 °. De même, les simulations T21-T23 portant sur la modification du débit des fleuves n’ont été réalisées qu’au 1/36 ° sur l’Angola. Ces simulations ont comme référence la simulation T11 (Tableau 3.8).

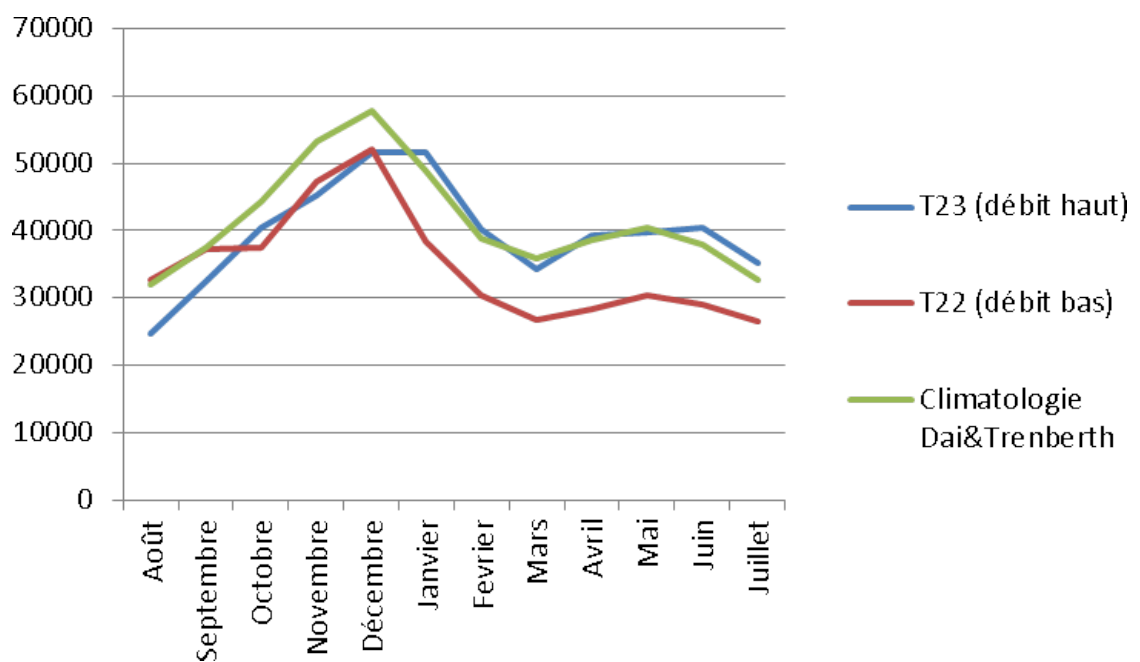


FIGURE 3.14 – Climatologies mensuelles du débit du Congo (m^3/s) utilisées dans les simulations de références (données de Dai et Trenberth) en comparaison aux simulations T22 (débit bas pour le mois mars) et T23 (débit haut pour le mois de mars).

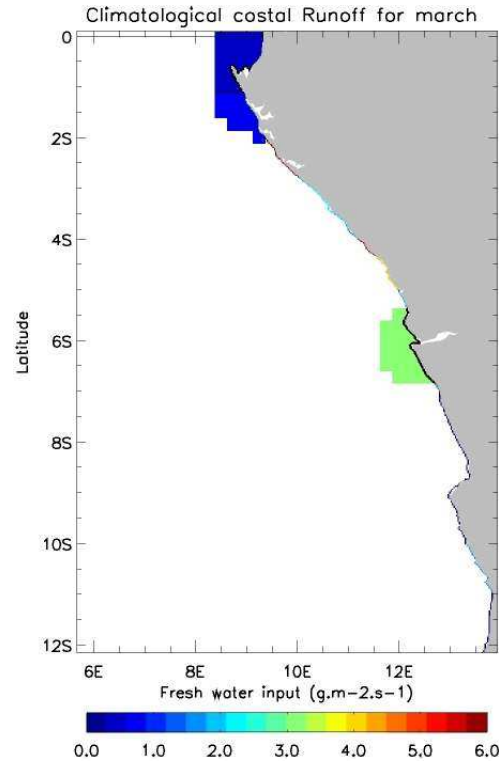


FIGURE 3.15 – Forçage en eau douce de surface utilisé pour la technique de modélisation des fleuves par apport pluviométrique. Les panaches fluviaux sont représentés par des zones d'apport d'eau douce étendues vers le large, le ruissellement côtier étant quant à lui confiné à la côte. Densité massique d'apport d'eau douce par seconde : Congo : $3.014 \text{ e}^{-3} \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$, Delta de l'Ougouée : $6.915 \text{ e}^{-4} \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ au sud, $4.824 \text{ e}^{-4} \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ au nord. Le Nyanga (fleuve du Gabon) n'est pas pris en compte dans ce forçage, mais est pour autant introduit dans le forçage par la technique BDY. La forme invariante du panache utilisée dans cette paramétrisation est de nature "diffuse", et est peut être critiquable vis à vis des observations - où le panache est dirigé vers l'ouest/nord-ouest à l'embouchure.

3.4 Outils pour la prévision des dérives

3.4.1 Le modèle de prévision de dérive opérationnel MOTHY

Il sera ici traité uniquement de la version hydrocarbure qui a été utilisée dans le cadre de ce travail. Cette version a la particularité d'être constituée de deux modèles séparés : un pour l'océan et autre modélisant la dynamique d'un hydrocarbure en mer. MOTHY permet le calcul de trajectoires en 3D de particules simulées et transportées par les courants de surface et leur ajoute des effets spécifiques tels que la flottabilité et la diffusion turbulente.

De par le caractère impératif et urgent des demandes, un système de dérive opérationnel doit être capable de fournir une information rapide et pertinente : les prévisions ainsi que leur interprétation doivent être communiquées dans un temps qui doit rester si possible inférieur à la demi-heure. Le facteur temporel limitant concerne surtout la prévision de l'océan à cause de la dimension du problème et de sa complexité. Le choix de Météo France s'est alors orienté sur un compromis entre temps de calcul et représentation des phénomènes océaniques de surface en effectuant une décomposition pour la modélisation du courant.

La détermination du courant de dérive est issue d'un couplage entre un modèle hydrodynamique 2D à air limité et un modèle 1D de viscosité turbulente. Dans un premier temps, un modèle barotrope basé sur les équations de Saint-Venant permet d'estimer le courant moyen en réponse au vent et à la pression locale sur le domaine de calcul. Un modèle de couche limite de surface inspiré de Madsen [Poon et Madsen, 1991[117]] permet ensuite de calculer une valeur du courant sur la verticale, et ce de manière analytique et diagnostique. Ce modèle unidimensionnel utilise une ébauche du profil de viscosité turbulente construite à partir des stress de surface et de fond. La connexion entre les deux modèles est réalisée par une équation qui force l'intégrale verticale du courant de Madsen à être égale au courant moyen de Saint-Venant.

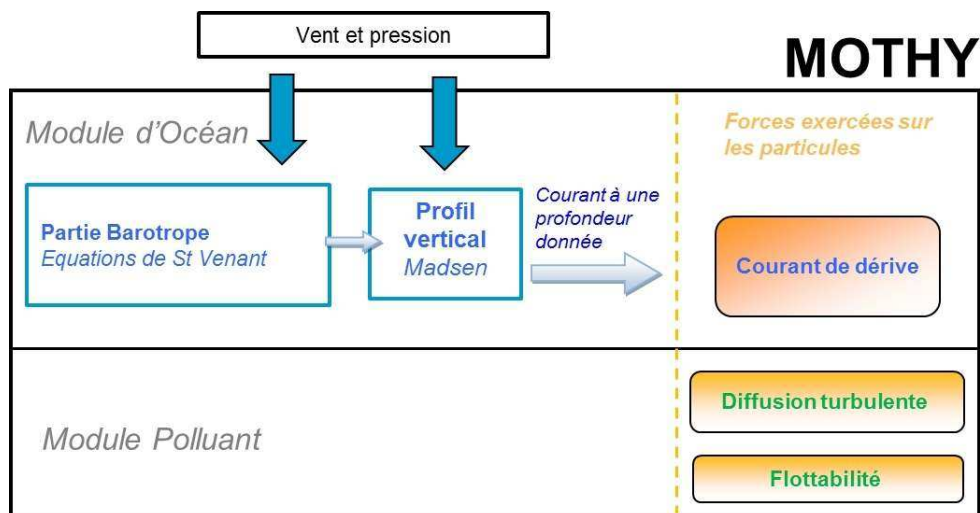


FIGURE 3.16 – Schématisation du fonctionnement de MOTHY. Le système comporte une modélisation d'océan autonome et une séparation du calcul en une partie barotrope 2D et une partie barocline 1D (modèle 2,5D).

Cette approche permet un calcul très rapide, et les simplifications choisies conviennent bien aux zones de plateau, celles-ci étant généralement barotropes car bien mélangées sur la verticale et isolées de la circulation moyenne. Néanmoins, ce type de modélisation ne peut décrire correctement l’océan du large et les zones océaniques marquées par des courants permanents et des processus typiquement baroclines, la turbulence en particulier. Depuis 2007, le modèle MOTHY intègre les courants analysés et prévus par les systèmes d’océanographie opérationnelle MERCATOR et MFS, afin d’introduire les éléments du paysage océanique qui lui font défaut.

Uniquement les éléments utiles à la compréhension du fonctionnement de MOTHY seront ici présentés, sans rentrer dans le détail de la résolution mathématique des équations qui peut être longue à développer. Ces calculs sont précisés dans la documentation technique de MOTHY [Daniel et al, 2004 [29]].

3.4.1.1 La modélisation barotrope de MOTHY

Pour des prévisions de la circulation océanique à l’horizon de quelques jours sur le plateau océanique, les principaux forçages peuvent être ramenés au vent et à la pression. Le modèle barotrope de MOTHY discrétise les équations non linéaires en couche mince de Saint-Venant sur une grille régulière :

$$\frac{\partial \vec{q}}{\partial t} + \vec{q} \nabla \vec{q} + f \vec{k} \otimes \vec{q} = -g \vec{\nabla} \eta - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P_a - \frac{1}{\rho H} \times (\vec{\tau}_s - \vec{\tau}_b) + A \nabla^2 \vec{q} \quad (3.46)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla(H\vec{q}) = 0 \quad (3.47)$$

Les variables pronostiquées sont \vec{q} , le courant intégré sur la verticale et η l’élévation de surface. H est la profondeur totale d’eau, ρ sa densité ($=1026 kg.m^3$), g l’accélération de la gravité terrestre, f le paramètre de Coriolis, \vec{k} le vecteur unitaire de la verticale et t le temps d’intégration. P_a est la pression atmosphérique à l’interface océan-atmosphère, τ_s et τ_b les stress de surface et de fond, et A un coefficient de diffusion horizontale fixé à $2000 m^2/s$.

Ces équations sont écrites dans un repère en coordonnées sphériques, et intégrées dans le temps sur une grille C d’Arakawa. L’intégration numérique est réalisée en utilisant un schéma explicite à pas de temps fractionné afin de permettre la propagation des ondes de gravité. La marée peut en effet être introduite dans certaines zones par des conditions limites sur la variable η aux frontières.

Les conditions limites à la surface et au fond sont toutes deux modélisées par une relation quadratique :

$$\begin{cases} \tau_{sx} = \rho_a C_d |V_a| V_{ax} \\ \tau_{sy} = \rho_a C_d |V_a| V_{ay} \end{cases} \quad et \quad \begin{cases} \tau_{bx} = \rho_w C_b |q| q_x \\ \tau_{by} = \rho_w C_b |q| q_y \end{cases} \quad (3.48)$$

Le stress de surface est généré par le champ de vent alors que le frottement du fond est produit par le courant moyen. Pour la condition de surface on utilise les composantes horizontales (V_{ax}, V_{ay}) du vent à 10 m au-dessus de l'océan avec ρ_a la densité de l'air et C_d le coefficient de traînée du vent à l'océan qui est paramétré fonction de V_a , le module du vent à 10 m, par la formulation de [Wu, 1982 [156]] :

$$C_d = (0.8 + 0.065|V_a|)10^{-3} \quad (3.49)$$

Le stress de fond est calculé à partir du courant intégré dont les composantes sont (q_x, q_y) , avec ρ_w la densité de l'eau de mer et C_b le coefficient de traînée du fond qui est fixé à 0.002.

Aux frontières ouvertes, l'élévation de surface est donnée par la marée et les effets barométriques et une condition de radiation des ondes est utilisée pour le courant. À la côte, la composante normale de la vitesse est fixée à 0.

3.4.1.2 L'estimation du courant sur la verticale

Puisque le cisaillement de courant est calculé de manière analytique, toute profondeur de calcul est alors possible. Cette opération est réalisée à partir d'un modèle de type viscosité turbulente qui fait l'hypothèse que le coefficient augmente linéairement avec la distance aux interfaces du fond et de la surface [Poon et Madsen, 1991 [117]]. Il en découle que le profil de viscosité suggéré est constitué de deux fonctions linéaires partant de la surface et du fond et qui se rejoignent à une profondeur Z_m (voir figure 3.17).

Les solutions analytiques sont dégagées de l'équation du mouvement suivante :

$$\frac{\partial \hat{U}}{\partial t} + if\hat{U} = -\frac{1}{\rho H} \frac{\partial P}{\partial n} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial \hat{U}}{\partial z} \right) \quad (3.50)$$

$\hat{U} = u + iv$ est la vitesse complexe horizontale, ν_t est la viscosité turbulente et $\frac{\partial}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y}$ est l'opérateur de divergence horizontale.

Le modèle bilinéaire de viscosité est paramétré selon :

$$\begin{cases} \nu_t = -K_{u_{*s}} z & si - Z_m < z \leq 0 \\ \nu_t = -K_{u_{*b}} (z + h) & si - H < z \leq -Z_m \end{cases} \quad (3.51)$$

où H est la profondeur océanique, $K = 0.4$ est la constance de Von Karman, u_{*s} et u_{*b} sont les vitesses de cisaillement définies par les stress de surface et de fond, et

$$Z_m = H \frac{u_{*s}}{u_{*s} + u_{*b}} \quad (3.52)$$

Z_m est la profondeur limite pour laquelle les effets de frottement de fond commencent à apparaître. À cette profondeur, on considère que le stress de surface devient négligeable, et que les effets du fond prennent le relais. Cette modélisation introduit une discontinuité de la viscosité sauf quand $u_{*b} = u_{*s}$.

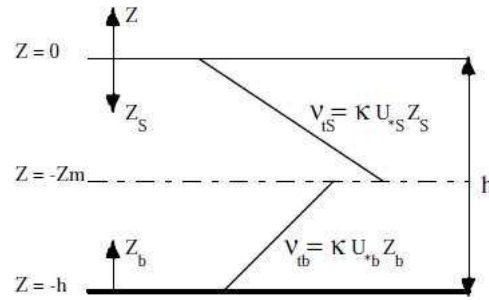


FIGURE 3.17 – Profil de viscosité bilinaire utilisé par le modèle 1D, figure tirée du manuel utilisateur de MOTHY version 3.

Dans la pratique, l'expression analytique du courant est calculée pour des profondeurs faibles, les particules étant situées majoritairement à la surface. L'anomalie devient alors négligeable dès que z_m atteint quelques mètres.

Le couplage entre le modèle de viscosité turbulente 1D et le modèle d'océan barotrope de Saint-Venant intervient au travers de l'intégration verticale du courant de Madsen qui doit être égale au courant 2D au point considéré :

$$q = \frac{1}{H} \int_0^H U dz \quad (3.53)$$

3.4.1.3 Les profils de courant typiquement obtenus par la modélisation 1D de MOTHY

Plus l'océan est profond, et moins le courant de Saint-Venant est intense puisque l'énergie des forçages de surface est répartie sur un volume plus important. Le courant barotrope de MOTHY est donc principalement présent sur les plateaux océaniques, avec une gamme de valeur dépendante du vent mais relativement faible, de l'ordre de quelques cm/s. Le rôle du courant barotrope permet la prise en compte de la contrainte de la bathymétrie en océan peu profond et de la marée. Cette dernière est appliquée aux bords ouverts du domaine de calcul par l'introduction d'élévations marégraphiques modélisées. Ces données sont issues du modèle de marée global FES2002 du LEGOS²⁴.

Au travers de sa modélisation, en particulier celle de Madsen, MOTHY place le vent au cœur de l'estimation du courant. Dans le modèle de Madsen, le profil de viscosité est également contraint par la profondeur de l'océan, en particulier au niveau du plateau. La figure 3.18 présente les profils de vitesses obtenus pour des zones de grande (4000 m) et faible profondeur (100 m) pour un vent régulier soufflant à 10 m/s. Le courant barotrope de MOTHY est nul pour la couche de 4000 m de profondeur alors qu'il est fixé à 1 cm/s pour le profil disposant de 100 m de fond.

La paramétrisation de MOTHY permet une représentation des échanges entre l'océan et l'atmosphère dans les premiers cm de la couche océanique : c'est un modèle de couche limite océanique résolu de manière analytique et diagnostique. Sur la figure 3.18, le courant décroît très fortement dans le premier mètre, passant de 25 cm/s à la surface à 11

24. Laboratoire d'étude en géophysique et océanographie spatiale

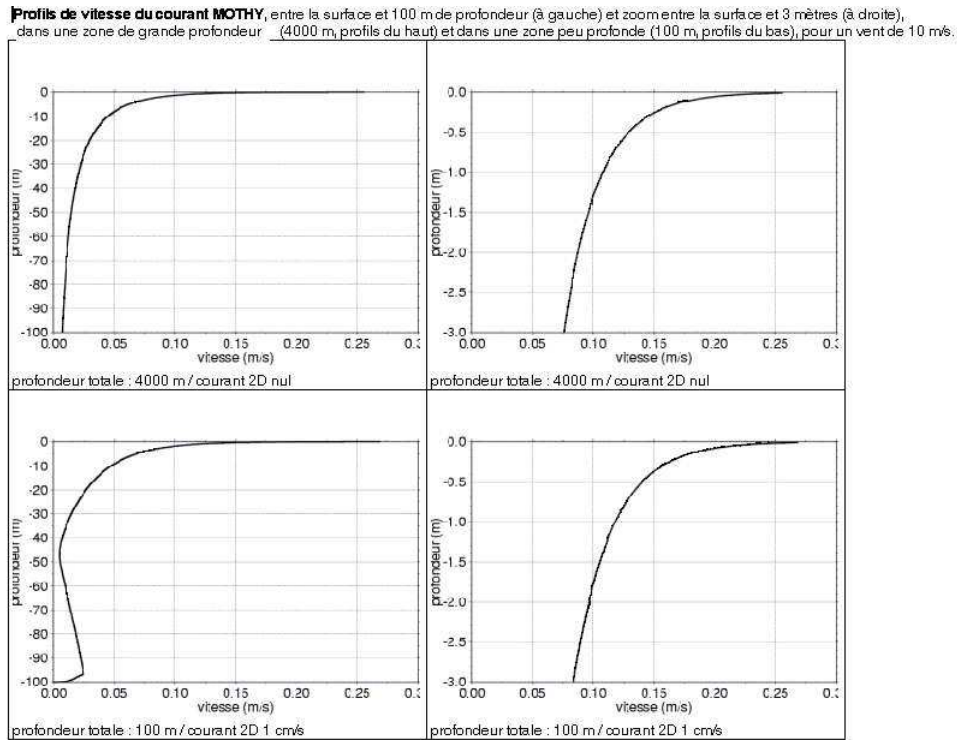


FIGURE 3.18 – Illustration du profil de courant de MOTHY dans les 100 premiers mètres obtenu en océan profond (haut, $h = 4000$ m) et en zone de plateau (bas, $h = 100$ m), pour un vent uniforme de 10 m/s. Les figures de droite sont des agrandissements dans les trois premiers mètres. Communication personnelle P. Daniel.

cm/s à 1 m. Sur le plateau, l'effet de frottement de fond se traduit par la présence d'un "nez" dans le profil de vitesse. La diminution de la profondeur ne semble pas affecter de manière significative la valeur du courant à la surface. La présence du courant 2D (1cm/s) et du frottement de fond augmente toutefois de quelques cm/s son intensité.

La figure 3.19 fournit un abaque qui permet de relier la vitesse du courant de surface MOTHY à une fraction de l'intensité du vent à 10 m (en %), ainsi qu'à la dimension de la colonne d'eau considérée. Le fait d'exprimer la vitesse de surface en fonction d'une fraction du vent sert à vérifier la situation de MOTHY par rapport à l'hypothèse théorique selon laquelle le courant de surface serait de l'ordre de 3 % du vent juste à l'interface.

Dans MOTHY, il est effectivement égal à ce ratio pour différentes combinaisons : vent soufflant aux alentours de 30 nœuds (≈ 15.5 m/s) sur une couche océanique de 100 m de fond, couche de 50 m et vent à 45 nœuds, couche de 25 m de fond et vent à 60 nœuds (etc.). La majorité des courants de surface ont une amplitude située entre 1.5 % de la vitesse du vent pour les régimes faibles et 3.5 % pour les régimes forts. En situation de vent faible, la profondeur a peu d'impact sur le courant passé 100 m de fond. Par contre plus le vent augmente et plus le courant est sensible à la bathymétrie dans ce modèle.

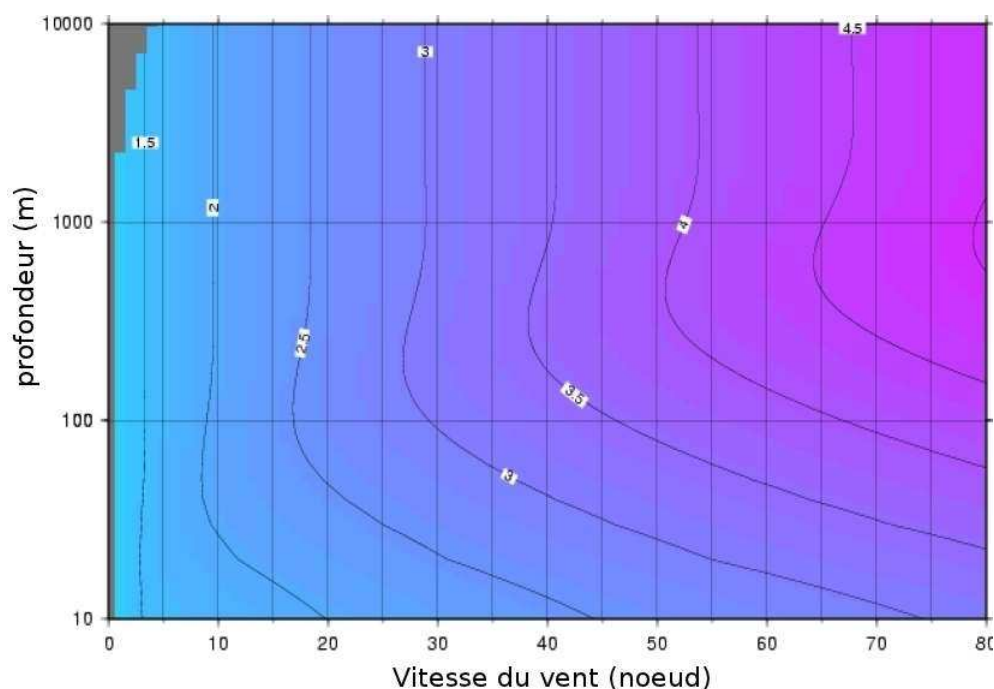


FIGURE 3.19 – Abaque de la valeur du courant de surface en fraction de la vitesse du vent à 10 m (en %), en fonction de différents régime de vents et différentes profondeurs de couche océanique. Communication personnelle P. Daniel.

3.4.1.4 Le bilan des forces exercées au sein du module de polluant

Le modèle de polluant de MOTHY se base grandement sur les travaux d'Elliott [Elliott et al., 1986 [41]]. Ce dernier a constaté qu'une nappe observée n'est pas homogène mais fragmentée, avec les éléments les plus volumineux localisés en tête de nappe, sous le vent, alors que les plus légers forment une trainée à l'arrière de la nappe. Ce phénomène s'explique par l'action de la diffusion turbulente et du cisaillement vertical du courant qui tend à être aligné avec le vent.

MOTHY traite la nappe comme un ensemble de particules indépendantes les unes des autres. Chaque particule représente une gouttelette de la nappe à laquelle est associé un diamètre, et donc une masse (qui dépend du polluant considéré et de sa masse volumique). La granulométrie des particules et leur distribution sont basés sur des expérimentations en laboratoire²⁵. En plus du transport par le courant, le modèle de polluant de MOTHY soumet les particules à deux autres forces propres aux pollutions : la flottabilité et la diffusion turbulente.

Les hydrocarbures ont des masses assez différentes de l'eau de mer, en étant en général plus légers que celle-ci. Les particules les plus volumineuses bénéficient d'une flottabilité plus importante, et sont soumises à des courants de surface plus forts que celle de taille plus modestes flottant plus bas sur la colonne. Cette remarque est une composante importante du réalisme de la physique de la nappe. La force de flottabilité engendre pour chacune des gouttes un mouvement vertical ascendant qui dépend du diamètre d et de la densité ρ_0 de la goutte prise en compte. La vitesse verticale V_f est donnée par :

²⁵. La distribution est uniforme en diamètre de 300 à 1200 μm .

$$\begin{cases} V_f = \frac{g.d^2.(1-\frac{\rho_0}{\rho})}{18.\nu} & \text{pour } d \leq d_c \\ V_f = \sqrt{\frac{8}{3}.g.d.(1-\frac{\rho_0}{\rho})} & \text{pour } d > d_c \end{cases} \quad (3.54)$$

avec d_c le diamètre critique définit tel que :

$$d_c = \frac{9,52.\nu^{\frac{2}{3}}}{\sqrt[3]{g.(1-\frac{\rho_0}{\rho})}} \quad (3.55)$$

où ρ est la viscosité de l'eau de mer et ρ sa densité.

La diffusion turbulente est dans MOTHY le processus majeur qui participe à l'étalement de la nappe. Celle-ci se traduit dans les trois dimensions en étant modélisée par un processus aléatoire. Les distances horizontales D_h et verticales D_v parcourue par la goutte pendant un pas de temps Δt sont fournies par :

$$\begin{cases} D_h = R.\sqrt{2.\kappa_h.\Delta t} & \text{dans la direction : } \theta = 2\pi.R \\ D_v = (2.R - 1).\sqrt{2.\kappa_v.\Delta t} & \text{dans la direction : } \theta = 2\pi.R \end{cases} \quad (3.56)$$

où κ_h et κ_v sont respectivement les coefficient de diffusion horizontal et vertical. R un nombre aléatoire compris entre 0 et 1.

3.4.1.5 L'intégration des courants issus de l'océanographie opérationnelle

L'océanographie opérationnelle permet aujourd'hui la prévision de l'état de l'océan à l'horizon d'une quinzaine de jours. Elle repose généralement sur une modélisation tri-dimensionnelle aux équations primitives, permettant une très bonne description de la circulation générale et de processus méso-échelles complexes. Les sorties modèles de ces systèmes offrent une réponse particulièrement intéressante aux besoins de MOTHY.

Toutefois, la problématique posée est de ne pas faire un effet "doublon" en introduisant des processus déjà présents, en particulier celui traitant de la réponse aux forçages atmosphériques.

Cette information doit donc être soustraite tout en conservant au mieux la signature des courants de grande échelle et de la circulation tourbillonnaire qui manquent cruellement à MOTHY. La solution retenue jusqu'à aujourd'hui est une sélection du courant à une profondeur donnée où les effets du vent sont supposés nuls ou très faibles.

Ekman définit cette profondeur (appelée *profondeur d'Ekman*) par :

$$H_e = \pi \sqrt{2A_h/f} \quad (3.57)$$

avec A_h un coefficient de viscosité turbulente calculée à partir de la formule de [Santiago Mandujano et Firing, 1990 [127]].

$$A_h = a \left(\frac{U_{10}}{U_{cst}} \right)^b \quad (3.58)$$

avec, U_{10} le vent à 10 m, U_{cst} une constante de vent égale à 1 m/s, $a = 8.10^{-5}$, $b = 2.2$.

Les courants tridimensionnels seront donc extraits sous une surface dynamique dont la profondeur locale correspond à celle de la couche d'Ekman. Ces courants sont ajoutés directement au courant de dérive de dérive calculé par MOTHY. C'est une approche de type "courant de Background". Elle a été documentée et validée par [Law Chune, 2008 et al., [78]].

La figure 3.20 schématise l'opération visant à ajouter les courants opérationnels à MOTHY. MOTHY calcule les courants océaniques en réponse la variation des forçages atmosphériques à haute fréquence sur une couche correspondant à la profondeur d'Ekman analytique. Le courant journalier de Mercator est extrait à cette profondeur et rajouté à celui de MOTHY pour représenter la circulation grande et méso-échelle. Le courant de MOTHY modélise la partie haute fréquence de la physique de surface alors que le courant de Mercator introduit la circulation ambiante qui officie à une échelle temporelle plus grande.

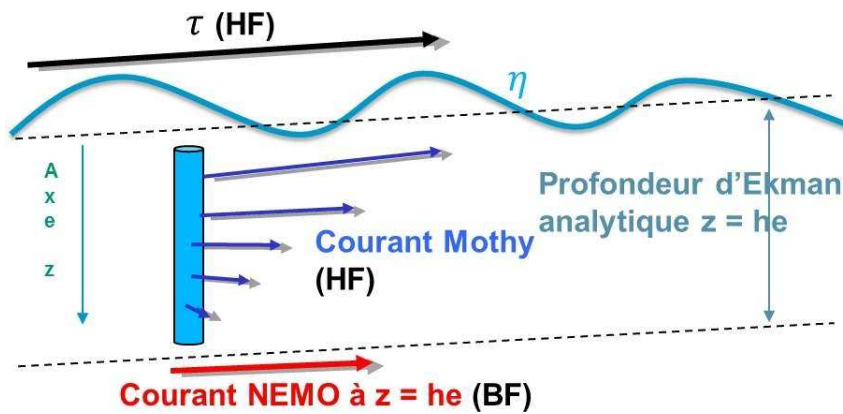


FIGURE 3.20 – Schématisation de l'introduction des courants de Background de NEMO à MOTHY. τ est le stress du vent et η l'élévation de surface. HF et BF dénotent que le courant de MOTHY modélise une réponse haute fréquence des couches de surface, alors que le courant de NEMO introduit la composante grande échelle à plus basse fréquence.

Les hypothèses considérées restent néanmoins fortes, le modèle d'Ekman traitant d'un océan au repos avec un fond plat et sous des conditions de géostrophie. La structure dynamique de l'écoulement n'est pas prise en compte, de même que sa stratification, le mélange vertical interne, la différence de vitesse entre l'océan et l'atmosphère, etc.

Pour l'océan équatorial, un patch est appliqué en fonction de la latitude, car la théorie d'Ekman s'effondre avec l'annulation du paramètre de Coriolis. H_e est alors ramenée à une profondeur de 30 m entre $[-0.5^\circ, 0.5^\circ]$. Dans la bande $[0.5^\circ, 3^\circ]$, un raccord entre les deux solutions externes à cette bande (30 m et H_e analytique) est réalisé à l'aide de fonction cosinus. Aux côtes, lorsque les effets du fond se font sentir (en pratique lorsque $H_e > H$), l'information du courant de Background n'est pas utilisée puisque MOTHY est conçu à l'origine pour représenter surtout les courants de plateau.

3.4.2 L'outil lagrangien Ariane

La volonté de réaliser des tests de sensibilité sur la modélisation de la physique verticale dans NEMO a nécessité l'utilisation d'un second outil lagrangien. Ceci est indispensable afin de comprendre et de déterminer les processus et mécanismes majeurs qui officient dans la prévision de la dérive de surface. MOTHY ne permettrait pas de réaliser ces tests dans sa configuration actuelle car l'extraction sous la profondeur d'Ekman en masquerait probablement les effets. Notre choix s'est alors porté sur un outil de transport de super-particules appelé Ariane.

Ariane est un code Fortran dédié au calcul de lignes de courant advectives, celles-ci étant déterminées à partir de sorties de modèles de circulation générale océanique. Il s'agit d'un outil offline, il est donc nécessaire d'avoir généré à priori la prévision océanique avant d'effectuer les calculs de trajectoires. L'approche est similaire à MOTHY dans le sens où Ariane permet le suivi de particules dans un champ de vitesse, mais il n'y a pas les comportements additionnels. Ces particules représentent alors spécifiquement les particules d'eau du champ de vitesse océanique. De nombreux travaux²⁶ publiés ont utilisé Ariane comme outil de diagnostic pour l'analyse de sorties d'OGCM sur des thématiques de transport.

Ariane se base sur la conservation de la masse au sein d'un champ de vitesse discrétisé sur un maillage d'Arakawa (grille C). La lecture des champs de vitesse se fait de manière séquentielle, et le champ de vitesse est considéré stationnaire²⁷ durant cette période. L'algorithme calcule alors les trajectoires entre des mailles voisines sur des critères de non-divergence en construisant des chemins possibles à l'intérieur des mailles.

Les équations suivantes sont tirées de l'article de [Blanke et Raynaud, 1997 [13]] afin de documenter le fonctionnement de l'algorithme d'Ariane :

Sous une hypothèse de stationnarité, les fonctions de courants représentent le déplacement et les trajectoires des particules d'eau qui sont soumises au champ de vitesse donné. Considérons que les trois composantes de la vitesse $\vec{U} = (u, v, w)$ sont connues sur les six interfaces d'une maille donnée. La non-divergence de la vitesse assure des trajectoires continues à l'intérieur d'une maille. Pour une maille donnée, la divergence du champ de vitesse total s'écrit :

$$\Delta \vec{U} = \frac{1}{b} [\partial_i (e_2 e_3 u) + \partial_j (e_1 e_3 v) + \partial_k (e_1 e_2 w)] \quad (3.59)$$

avec i, j, k les points de grille du maillages indicés suivants les 3 axes du système de coordonnées, e_1, e_2, e_3 les facteurs d'échelles horizontaux et verticaux associés à chaque maille au point de grille de vitesse (points U et V) et b le produit $e_1 e_2 e_3$ calculé au centre de chaque cellule (point T). La non-divergence du champ de vitesse s'écrit alors :

$$\partial_i F + \partial_j G + \partial_k H = 0 \quad (3.60)$$

26. Voir <http://stockage.univ-brest.fr/grima/Ariane/references.html>.

27. Il n'y a pour l'instant pas d'interpolation online des champs de vitesses dans ce code, mais c'est un développement qui pourrait être entrepris prochainement, Communication personnelle Nicolas Grima.

où F , G et H désignent les transports pour chacune des directions, avec $F = e_2 e_3 U$, etc.

On peut supposer que ces composantes varient linéairement entre deux facettes opposées, cette hypothèse respectant la non-divergence du flux au sein de la maille. On considère maintenant les indices i, j, l comme des valeurs fractionnelles pouvant représenter la position des particules au sein de la maille. On peut écrire par un développement pour F au sein de la maille formée par les indices $i = [0, 1]$:

$$F(r) = F_0 + r\Delta F \quad (3.61)$$

avec $r \in [0, 1]$, $F(0) = F_0$ et $\Delta F = F(1) - F(0)$. On peut également écrire une équation qui relie la position de la particule dans la direction i , la valeur non entière notée r , au transport F dans cette direction :

$$\frac{dr}{ds} = F \quad (3.62)$$

avec $s = (e_1 e_2 e_3)^{-1} t$ et $r = \frac{x}{e_1}$, les échelles temporelles et spatiales normalisées par les dimensions de la maille. Avec les conditions initiales $r = 0$ pour $s = 0$ on peut combiner les équations (3.61) et (3.62) pour obtenir l'expression de r en fonction du temps au sein de la maille considérée :

$$r = \frac{F_0}{\Delta F} [e^{\Delta F s} - 1] \quad (3.63)$$

pour $\Delta F = 0$, l'expression devient :

$$r = F_0 s \quad (3.64)$$

Il reste maintenant à déterminer le temps au bout duquel la particule quitte la maille considérée pour une maille voisine. La dépendance temporelle est obtenue écrivant l'équation (3.62) sous la forme :

$$ds = \frac{dr}{F} \quad (3.65)$$

En utilisant l'équation (3.61) de la même manière :

$$ds = \frac{dF}{F\Delta F} \quad (3.66)$$

Un parcours total de la maille ne peut être obtenu que si les transports $F(1)$ et $F(2)$ sont de même signe, ce qui implique $F \neq 0$ dans la maille. Si cette condition n'est pas vérifiée pour F , la non-divergence tridimensionnelle assure qu'au moins une des deux autres directions la vérifie. En supposant que cela est effectivement le cas pour la vitesse zonale, le pseudo temps s est ainsi relié au transport par :

$$s = \frac{1}{\Delta F} \ln\left(\frac{F}{F_0}\right) \quad (3.67)$$

Le temps de parcours total de la maille est obtenu lorsque le transport F atteint la valeur F_1 de la face de sortie :

$$\Delta s = \frac{1}{\Delta F} \ln\left(\frac{F_1}{F_0}\right) \quad (3.68)$$

Si $\Delta F = 0$, alors sa limite quand $\Delta F \rightarrow 0$ fournit :

$$\Delta s = \frac{1}{F_0} \quad (3.69)$$

Comme mentionné précédemment, au moins un des trois temps de parcours doit vérifier cette formulation. Celui qui est le plus petit définit le temps de parcours dans la maille considérée. Donc, si la particule atteint en premier l'extrémité zonale d'une cellule, sa position sur les axes méridien et vertical est déduit des équations de trajectoires en utilisant $s = \Delta s$. Le transport des particules s'effectue ensuite de proche en proche par les mailles voisines. Le point de départ pour la prochaine cellule correspond ainsi au point de sortie de la précédente. Cette méthode de calcul est rapide et précise, elle calcule uniquement la position des particules aux interfaces des différentes mailles et respecte le critère de non-divergence des vitesses dans l'espace.

3.5 Mise en place des diagnostics lagrangiens à partir des modèles et des données

3.5.1 Le déroulement des expériences de dérive

Les sections précédentes décrivent de manière isolée les différents éléments techniques et théoriques intervenant dans nos travaux ainsi que les outils utilisés. Cette dernière section de chapitre expose la manière de les connecter afin de générer nos prévisions de dérives, autrement dit la reproduction de trajectoires observées à partir des modèles numériques et l'évaluation de leur qualité.

Les échelles de prévisions cibles sont de l'ordre de quelques heures à trois jours de dérive. C'est une fenêtre temporelle typique et utile pour une action rapide lorsqu'un accident se produit. Les prévisions réalisées par Météo France dans un cadre opérationnel sont également d'une durée de trois jours pour les demandes classiques.

Le schéma du protocole est illustré sur la figure 3.21. Il consiste à initialiser des particules numériques (avec Ariane et MOTHY) sur l'ensemble de l'expérience à partir d'une position journalière observée d'une bouée. À chaque jour correspond une prévision de transport d'une durée de 72 h réalisée à partir des courants modélisés (par NEMO ou MOTHY) pour ces dates.

Le fait de réaliser des prévisions d'une longueur supérieure à l'échantillonnage des trajectoires peut sembler redondant. En effet, cela conduit à utiliser jusqu'à trois fois une même sortie journalière de courant : une première fois par les simulations démarrant le jour d'avant, une seconde pour le jour en cours et une troisième le jour d'après. Ceci dit, le destin des particules étant fortement lié aux conditions initiales de vitesse, c'est à dire le premier champ de courant utilisé, il apparaît important de tester l'aptitude de chaque sortie journalière à initialiser correctement la dérive.

3.5.2 L'évaluation de la qualité des trajectoires prévues

La figure 3.21 schématise la comparaison entre un segment de trajectoire prévu et un segment de trajectoire observé. Pour cette évaluation, uniquement la trajectoire moyenne des particules numériques, autrement dit celle de leur barycentre, est comparée à celle de l'observation. À partir de la position d'ensemencement initiale, la trajectoire prévue s'écarte petit à petit de la position observée en fonction du temps. Cet écart correspond à une erreur de prévision, et trois diagnostics ont été mis en place pour la mesurer :

- **La distance de séparation** entre la position virtuelle et la position observée est calculée de manière synchrone toutes les heures. Cette erreur en distance est liée aux positions et augmente donc naturellement avec le temps.
- **L'erreur en vitesse** est calculée de la même manière mais par différenciation avant. Notons qu'elle n'a de réelle pertinence que pour les premières heures de la dérive (ou bien tant que l'erreur en distance est faible), car des positions différentes et donc des régimes océaniques différents sont échantillonnés plus ou moins rapidement.

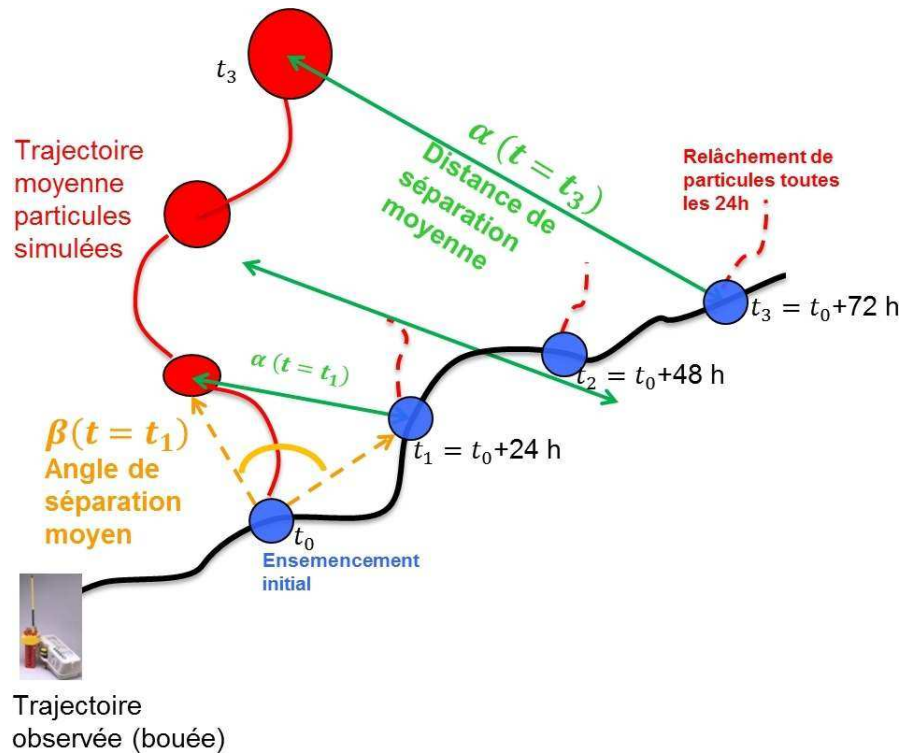


FIGURE 3.21 – Protocole de génération de trajectoires virtuelles (en rouge) à partir d’une trajectoire réelle (en noir). Les ensemencements de particules initiaux (ronds bleus) ont lieu toutes les 24 h en suivant la trajectoire observée. Pour chaque prévision de dérive, les particules relâchées sont transportées à l’aide des courants modélisés (et des outils lagrangiens) pendant trois jours. Chaque trajectoire simulée est ensuite comparée à la trajectoire réellement prise par la bouée heure par heure. La figure présente également les deux diagnostics principaux, à savoir la distance de séparation moyenne α (erreur en distance) et l’angle de séparation moyen β (erreur en direction). L’erreur en vitesse (non représentée) est également une donnée utile, les vitesses modélisées et observées se calculant par différenciation avant le long des trajectoires respectives.

- Une norme particulière a été adoptée pour le calcul de **l’erreur en direction** : sa valeur correspond à l’angle formée entre les deux segments reliant la position d’origine aux positions virtuelles et réelles à un instant donné. Ainsi, une erreur angulaire peut diminuer (resp. augmenter) en fonction du temps, montrant la tendance des courants à se rapprocher (resp. s’éloigner) du cap correct de prévision au cours du temps.

Il est en effet plausible qu’une prévision ayant mal démarrée donne finalement un score en distance satisfaisant, généralement à cause de problèmes de positionnement de structures. L’interprétation reste néanmoins dans ce cas toujours délicate du fait de la complexité d’une circulation océanique réaliste, et des liens dynamiques reliant vitesse, direction et position. Un article paru récemment [Liu et al., 2011 [81]] propose un score adimensionnel permettant de prendre en considération l’aspect cumulatif pour ce type d’étude lagrangienne, mais n’avons pas eu le temps de mettre en place une approche équivalente au terme de ces travaux.

3.5.3 L'ensemencement et la génération de trajectoires avec Ariane

La stratégie d'ensemencement retenue avec Ariane est une répartition circulaire des particules autour de la position observée sélectionnée. Cette distribution spatiale est d'une part nécessaire car Ariane ne dispose pas de comportement dispersif à petite échelle comme MOTHY et sa diffusion turbulente. Le fait de répartir les particules dans l'espace permet ainsi de générer une dispersion des particules pilotée par la divergence horizontale des courants. D'autre part, la surface couverte par l'ensemencement peut ainsi être reliée à l'erreur d'observation satellite mesurée sur la trajectoire des bouées (voir section sur les erreurs d'observation, section 3.1.5.1, 44), et ainsi prendre en compte d'une certaine manière cette information.

Notons R_{obs} l'erreur d'observation satellite à un point ensemencement donné P . Il a été choisi de positionner des particules sur un certain nombre de cercles concentriques, l'écartement D entre les cercles étant fixe et valant 30 m (voir figure 3.22). Les particules sont alors positionnées aux intersections de ces cercles avec des segments directionnels espacés de 15° (24 directions à partir du centre). Le nombre de particule, et leur distribution par rapport au centre (la distribution est plus dense proche de celui-ci et diminue lorsque l'on en s'éloigne) est ainsi contrôlé par le R_{obs} .

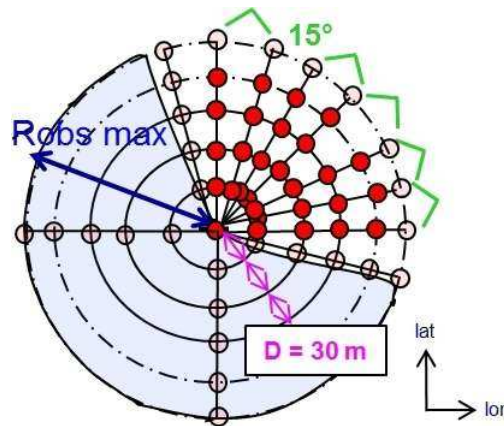


FIGURE 3.22 – Stratégie d'ensemencement réalisée avec ARIANE. La surface d'ensemencement est représentée en bleu. Il s'agit en pratique de l'un des disques bleus présentés sur la figure 3.21, de rayon R_{obs} et centrée sur le point d'observation choisi. Le coin supérieur droit du disque est mis à nu et présente la répartition des particules sur celui-ci. Elles sont distribuées sur des cercles concentriques espacés d'une distance $D = 30m$, tout en étant réparties dans vingt-quatre directions. R_{obs} est l'erreur d'observation maximale déterminée par la localisation ARGOS pour ce point de mesure.

Il existe quatre classes d'erreur possibles pour l'erreur d'observation maximale estimée. Le tableau 3.10 renseigne sur le nombre de particules utilisées pour chaque cas et la distribution de ce nombre pour les deux expériences.

Le mode de fonctionnement d'Ariane correspond par défaut à des mouvements tridimensionnels (voir section 3.4.2, page 94), mais nous avons choisi de forcer les particules à rester au niveau de surface de la grille du modèle²⁸. Ceci est pleinement justifié par

28. Le premier niveau de la grille verticale utilisée avec NEMO est situé à 50 cm de profondeur.

Classe Argos	Gamme d'erreur de mesure	$R_{obs_{MAX}}$	Nombre de par- ticules	Distribution MEDIT.	Distribution ANGOLA
0	>1500 m	2000 m	1600	0 %	30.05 %
1	500 m < < 1500 m	1500 m	1200	72.45 %	37.57 %
2	250 m < < 500 m	500 m	400	19.83 %	24.51 %
3	< 250 m	250 m	312	7.73 %	7.87 %

TABLE 3.10 – Distribution du nombre de particules utilisées avec Ariane en fonction de l'erreur maximale d'observation $R_{obs_{MAX}}$ considérée.

le fait qu'il est tenté de reproduire le comportement de bouées flottant à la surface de l'océan. L'algorithme d'Ariane utilise également des champs de vitesses considérés stationnaires entre les temps de rafraîchissement des forçages. Les moyennes journalières des courants de surface de NEMO sont utilisées comme référence pour nos tests, sauf mention du contraire.

3.5.4 L'ensemencement et la génération de trajectoires avec MOTHY

La flottabilité et la diffusion turbulente interne au modèle MOTHY assurent une dispersion rapide des particules au cours de la prévision, la divergence horizontale des courants jouant un rôle mineur dans leur étalement puisque les structures petites échelles sont absentes des courants modélisés (hors ajout du courant de Background). Cette étude conserve le protocole opérationnel utilisé par Météo-France pour la prévision de pollutions modestes à l'horizon de quelques jours²⁹.

Le transport dans MOTHY s'effectue de manière « online » contrairement à Ariane. Les trajectoires sont ainsi calculées en fonction de l'évolution de l'océan modélisé à chaque pas de temps. Le modèle d'océan de MOTHY est forcé par les prévisions de l'ECMWF à 6 h. En cas d'utilisation de courant de Background, le courant de NEMO journalier est extrait sous la profondeur d'Ekman et ajouté au courant de surface de MOTHY.

3.5.5 Le protocole expérimental général de l'étude

La figure 3.23 présente une vue d'ensemble des différents éléments constituant notre étude et leurs liens logiques. Outre les prévisions de dérives, des données de validations sont également disponibles afin de valider les courants et les données de forçages utilisées.

Le tableau résume les principales différences entre les simulations de dérives conduites avec MOTHY et Ariane.

²⁹. Plusieurs milliers de particules sont en revanche utilisées pour des prévisions plus longues ou des fuites continues issues d'épave, mais nos premiers tests ont montré qu'en mettre davantage n'apportait rien de significatif pour ces cas d'étude.

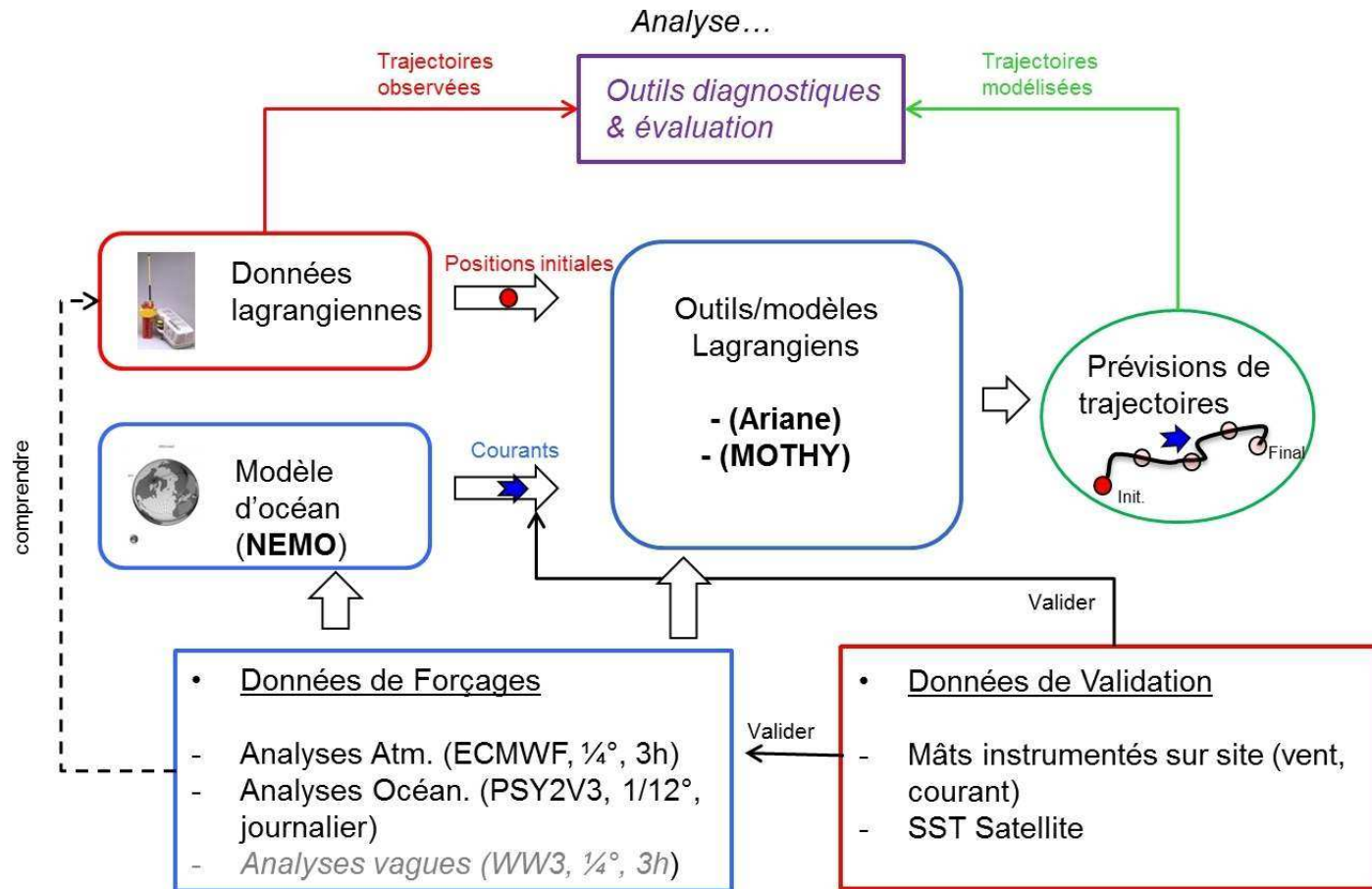


FIGURE 3.23 – Schéma du protocole expérimental global de l'étude. Les données Lagrangiennes fournissent des positions initiales et les simulations d'océan Nemo des courants qui vont nourrir les outils Lagrangiens. Les prévisions de trajectoire calculées seront ensuite comparées à l'observation à l'aide d'outils diagnostiques objectifs. D'autres données de validation ou de forçages des modèles sont également utilisées. Le code couleur est le suivant : bleu pour les modèles, rouge pour les données mesurées, vert pour les prévisions de dérive et mauve pour les métriques.

Différences entre les simulations MOTHY et Ariane		
<i>Paramètre</i>	<i>Ariane</i>	<i>MOTHY</i>
Nombre de particules	312-1600	480
Champs océanique utilisés	Courant de surface NEMO	Courant de surface MOTHY
Fréquence de forçage océanique	Journalière	Online
Courant de Background	Non	Ajout du courant NEMO sous la profondeur d'Ekman en journalier
Type d'advection	2D	3D, mais utilisation de pétrole léger
Physique additionnelle de polluant	Non	Flottabilité et Turbulence sous maille aléatoire

TABLE 3.11 – Principales différences entre les simulations de dérive utilisant l'outil lagrangien Ariane et celles réalisées avec MOTHY.

Chapitre 4

Prévisions de dérive dans le bassin Ouest-Méditerranéen

4.1 Synthèse des connaissances sur la dynamique de la Méditerranée occidentale et de sa circulation de surface

4.1.1 Les généralités sur la mer Méditerranée

Le nom Méditerranée vient du latin *mare medi terra*, soit la "Mer à l'intérieur des terres". Ce bassin semi-fermé se présente comme une vaste étendue d'eau salée de 3 860 km de long contre 1 600 km de large, enserrée par les chaînes montagneuses d'Europe, d'Afrique et du Proche-Orient. Elle est probablement la première zone océanique à avoir été fréquentée par l'Homme et est de ce fait un lieu riche d'une histoire longue et complexe. Dès l'Antiquité, les civilisations qui peuplent le pourtour bassin (Mésopotamienne, Égyptienne, Sémitique, etc.) y naviguent pour assurer des échanges commerciaux entre les grandes villes côtières, et tracent des cartes de navigation où sont indiqués les principaux courants marins. Une poignée de siècles plus tard, les flottes des grandes puissances militaires de l'Empire Romain et des nations grecques y font campagne au cours de longues épopées de conquêtes et de guerres, ce qui assoit les connaissances et la maîtrise de l'Homme sur ce territoire maritime.

Le domaine méditerranéen (figure 4.1) peut être schématisé comme la jonction de deux cuvettes profondes (4 000 m de profondeur pour les parties centrales) séparées par le haut plateau présent entre la Sicile et la Tunisie. La profondeur moyenne du domaine est d'environ 1 500 m, mais celui-ci peut descendre jusqu'à 5 100 m au niveau de la fosse Ionienne en Méditerranée Orientale [Tchernia, 1978 [143]]. D'une manière générale, le plateau continental est relativement réduit et représente moins de 20 % de la surface totale, sauf pour trois zones : la mer Adriatique, la mer Égée et le canal de Sicile. Dans le nord du bassin Ouest, des plateaux continentaux relativement larges sont néanmoins présents, tels que ceux du Golfe du Lion et de l'Ebre situés près des embouchures des fleuves principaux, le Rhône (débit de $1\,700\text{ m}^3/\text{s}$) et l'Ebre ($420\text{ m}^3/\text{s}$).

Cette configuration aboutit sur la distinction entre les dites *Méditerranée Occidentale* (0.85 millions de km^2) et *Méditerranée Orientale* (1.65 millions de km^2). Le bassin Ouest est connecté à l'océan Atlantique par le détroit de Gibraltar, étroit passage entre la pointe sud de l'Espagne et le nord du Maroc. Le canal est large de 14 km pour une profondeur de 300 m et est la connexion presque unique¹ de la Méditerranée avec l'extérieur.

Ces échanges avec l'océan Atlantique sont au cœur de la circulation de la Méditerranée, non seulement en terme de flux net par la création des courants moyens à la surface, mais aussi avec une contribution significative à la dynamique par les différences de densité qui existent entre les eaux atlantiques entrantes et celles plus anciennes de la boucle de retour. Les deux masses d'eau se rencontrent dans la partie centrale du bassin Ouest et génèrent un front thermique important le long du plateau des Baléares : *le front des Baléares*.

1. Les autres sites de liaisons sont la mer de Marmara, zone tampon des échanges avec la mer Noire que l'on peut considérer comme intégrée au système et le Canal de Suez (162 km de long, 46 m de large pour 10,30 m de profondeur) permettant le passage du fret à l'océan Indien via le Nil et la Mer Rouge)

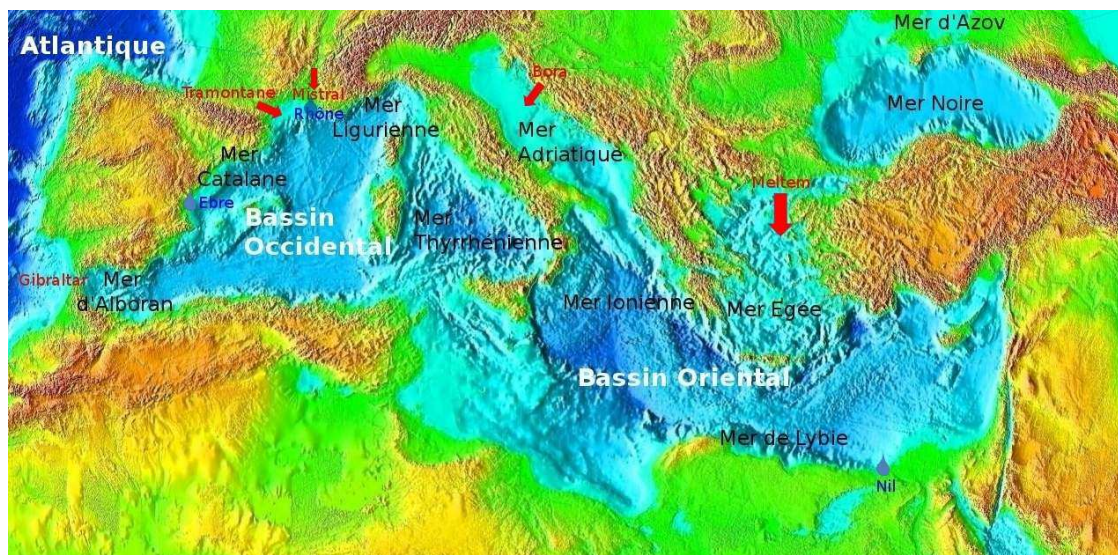


FIGURE 4.1 – Situation géographique de la mer Méditerranée, ses principaux sous-bassins et son relief. Les vents ayant une action sur le bassin et leurs sites de génération sont en rouge, de même que les apports fluviaux significatifs sont en bleu. La topographie est issue du logiciel *World Wind* de la NASA.

4.1.1.1 La machine thermodynamique

Le fonctionnement dynamique de la Méditerranée est souvent présenté comme celui d'une machine thermique dont la fonction est de transformer les eaux atlantiques de surface qui pénètrent dans le bassin en eaux méditerranéennes, celles-ci étant plus salées et plus denses. L'entrée des eaux atlantiques est forcée par un déficit en masse des bassins Ouest et Est (-1 m/an) car l'évaporation moyenne y est supérieure aux apports pluvio-métriques et fluviaux ($+0.34 \text{ m/an}$). Le gradient d'élévation de surface généré pousse les eaux d'origine atlantique à entrer via le détroit de Gibraltar en Mer d'Alboran, où elles s'écoulent jusqu'à une centaine de mètres de profondeur environ². Un courant de retour plus faible existe également en profondeur, ce qui permet aux eaux intermédiaires et de fonds méditerranéennes (38 psu pour 13.3°C [Lacombe et Richez, 1982 [73]]) de s'échapper vers le golfe de Cadix, puis vers l'océan Atlantique.

Après avoir franchi Gibraltar, les eaux atlantiques de par leur faible densité occupent la couche de surface jusqu'à environ 300 m de profondeur dans la partie nord des bassins, leur expansion verticale étant causée par les conditions de vents locales et le mélange.

Les caractéristiques typiques des eaux atlantiques entrantes (AW : Atlantic Water) à Gibraltar couvrent des gammes d'environ $15\text{-}16^\circ\text{C}$ pour la température et 36-37 psu pour la salinité, ce qui leur procure une densité de 26-27. Le long de son parcours, l'AW est progressivement transformée par les échanges avec l'atmosphère, en particulier par flux de chaleur latente qui augmente le contenu en sel (et donc la densité), mais aussi par le mélange avec les eaux centrales du bassin plus anciennes, ou celles situées en dessous. On observe typiquement une modification de la salinité de l'ordre de 36.6 psu à Gibraltar

2. Mesures d'ADCP du projet MAST-3 CANIGO en 1997 : $0.88 \pm 0.06 \text{ Sv}$

à 38.3 psu dans le détroit de Sicile [Milot, 1999 [96]] . Le forçage atmosphérique a une contribution encore plus significative en hiver, au travers des brefs épisodes de vent du Nord qui se produisent dans les parties nord des bassins. Les eaux de surface subissent alors une évaporation et un refroidissement drastiques en lien avec l'augmentation de la salinité et la perte de chaleur latente associée à une perte de chaleur sensible.

4.1.1.2 Un océan miniature

Le premier schéma de circulation de la mer Méditerranée est attribué à [Nielsen, 1912 [103]], qui explique le parcours typiquement cyclonique des eaux de surface atlantiques qui sont équilibrées par la géostrophie et la présence de la côte. Le courant longeant le talus est une composante quasi permanente du paysage méditerranéen. Sur le pourtour du bassin fermé, la plupart des courants de bord ont un caractère instable et génèrent des phénomènes de méso-échelle qui viennent complexifier l'image de la circulation centrale, qui est dépourvue de branches permanentes.

La Méditerranée est une zone qui passionne les océanographes depuis de nombreuses années, et ce malgré sa petite superficie qui représente 0.7 % des océans pour 0.3 % du volume d'eau global. À cause de la variété des phénomènes océaniques complexes et la multiplicité des échelles d'interaction ([Robinson et al., 2001[124]]), certains spécialistes la comparent souvent à un *océan miniature* ([Lacombe et al., 1971 [72]; [Bethoux et al., 1999 [19]]). Parmi ces processus, on peut citer :

- les courants de pente sur le contour du bassin ;
- une activité méso-échelle intense, avec la présence de nombreux tourbillons, méandres et filaments. Celle-ci est catalysée par les différences de densité au niveau des zones frontales (instabilité barocline) ou produite par l'instabilité des courants côtiers (instabilité barotrope ou bathymétrique) ;
- la réponse des couches de surface à la variabilité haute fréquence des forçages atmosphériques ;
- la formation d'eau dense et la convection profonde sur les plateaux ;
- une circulation thermohaline propre de type "Conveyor Belt", avec le détroit de Gibraltar comme source d'eau chaude et la convection profonde dans le Golfe du Lion et l'Adriatique comme injection d'eau froide.

4.1.2 La dynamique du bassin occidental

Après cette introduction générale de la Méditerranée, les processus dynamiques du bassin Ouest, zone où dérivent nos bouées, sont plus précisément étudiés, en particulier ceux présents dans la couche de surface.

Le bassin occidental s'étend sur 2 000 km de longitude et peut être subdivisé en 5 sous-bassins en suivant le parcours de l'AW entrante : La mer d'Alboran, le bassin Algérien, la mer Tyrrhénienne, le bassin Nord et la mer des Baléares. Le trajet typique emprunté par l'AW jusqu'à 100-200 m de profondeur est visible sur la figure 4.2, ainsi que les circulations secondaires et les recirculations ([Milot et al., 2005 [97]]). Cette description

est assez représentative de tous les mois de l'année, la circulation de surface changeant très peu au cours des saisons.

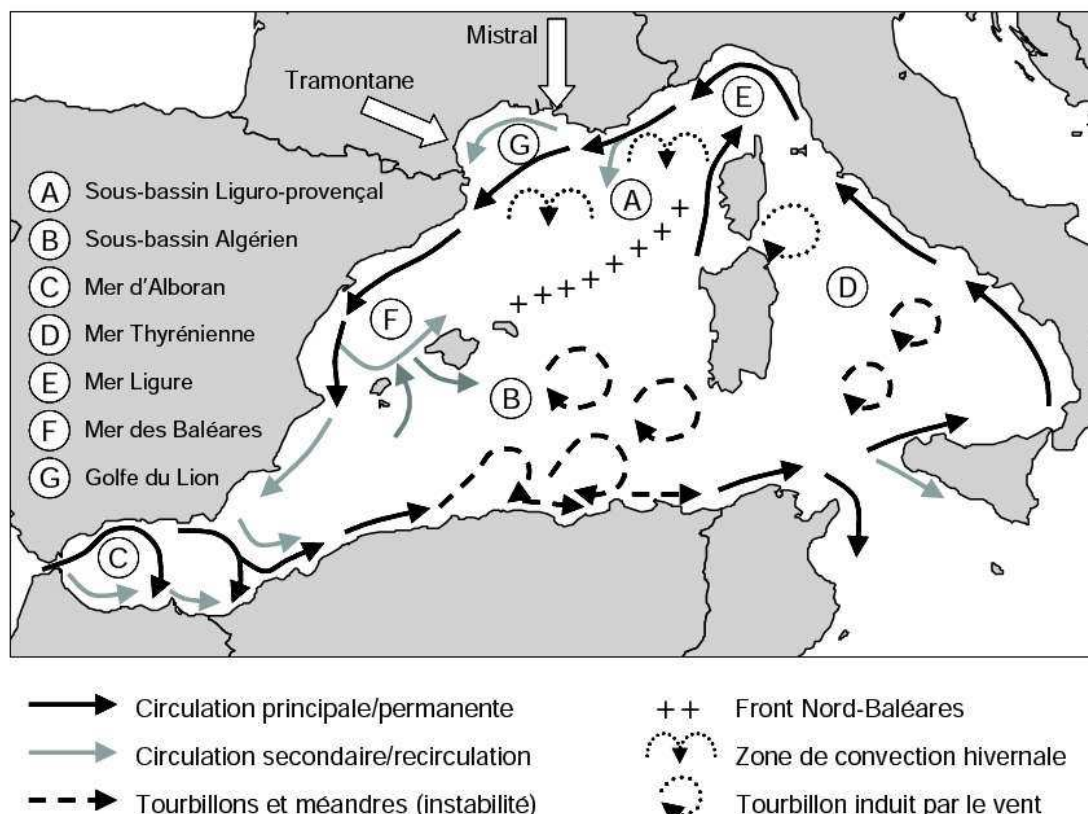


FIGURE 4.2 – Processus dynamiques et circulation de surface dans le bassin occidental de la Méditerranée. Les principales régions d'intérêt et les vents dominants sont indiqués. D'après Millot et Taupier-Letage, 2005.

4.1.2.1 La mer d'Alboran

En mer d'Alboran, l'eau atlantique entrante circule en formant deux structures tourbillonnaires typiques : les gyres d'Alboran. À l'ouest, le premier tourbillon a un sens de rotation anticyclonique imposé par la géométrie du détroit de Gibraltar. Le second gyre a une nature plus variable et moins bien définie, avec une signature tantôt anticyclonique, tantôt cyclonique [Lanoix, 1974 [74] ; Gascard et Richez, 1995 [49]]. Les eaux atlantiques de la partie sud du tourbillon Est s'écoulent ensuite en longeant la côte algérienne sous la forme d'un jet intense nommé le front Almeria-Oran [Tintoré et al, 1988 [147]]. Une partie de cet écoulement est aussi nourri par des eaux atlantiques modifiées en provenance des îles Baléares par le canal d'Ibiza (voir figure 4.2).

4.1.2.2 Le courant Algérien

Le courant Algérien (AC, pour *Algerian Current*) est le nom donné au flux de AW en aval des côtes de l'Algérie vers 0 ° de longitude. Il s'agit d'un courant côtier de 30-50 km de large et de 200-400 m de profondeur [Benzohra et Millot, 1995 [11]] présentant un comportement typiquement instable. Son transport net est d'environ 1.7 Sv [Millot,

1999 [96]]. Les processus de déstabilisation du courant Algérien sont liés principalement à l'instabilité barocline [Milot, 1985 [93] ; Milot, 1997]. La plupart du temps l'AC est connu pour générer des séries de tourbillons relativement petits, de quelques dizaines de km de diamètre, et peu profonds (100-200 m). Ces derniers portent le nom de *coastal eddies* (dans la littérature). Il peut également générer des phénomènes de longue durée et de taille conséquente (50-100 km de diamètre pour quelques mois), appelés *open sea eddies*. Ceux-ci se détachent généralement en direction du nord du bassin. Les tourbillons cycloniques sont relativement superficiels et de durée de vie courte, alors que les anticyclones durent des semaines à des mois. Les plus gros tourbillons (≈ 200 km) sont associés à un large gyre anticyclonique dans les couches profondes et portent le nom "d'événements" (*events* : [Milot et Taupier Letage, 2005 [97]]). Les gros tourbillons interagissent avec le courant : deux *événements* peuvent remplir tout le sous-bassin et se retrouver bloqués au niveau du canal de Sardaigne, deviant le Courant Algérien en amont et le forçant à se propager vers le large pendant des mois.

4.1.2.3 À l'est du bassin

À l'est de la Sardaigne, deux tiers de l'eau atlantique modifiée franchit le détroit de Sicile et s'écoule en direction du bassin Oriental ([Levourch et al., 1992[79]]). Le tiers restant s'écoule en Mer Tyrrhénienne et poursuit sa route le long des côtes italiennes en direction du Golfe de Gènes pour former le courant Corse Oriental (ECC, *Eastern Corsica Current*). Dans cette zone peuvent exister des tourbillons anticycloniques d'environ 80 km progressant à la vitesse de quelques km par jour ([Milot, 1991 [95]]). Une partie du flux Algérien remonte également du côté ouest du plateau de la Sardaigne et de la Corse sous le nom de courant Corse Occidental (WCC, *Western Corsica Current*). En mer Ligure, l'ECC et le WCC se rejoignent pour former le courant de pente principal du bassin Nord : le courant Nord (CN), aussi appelé le courant Liguro-Provençal-Catalan (LPC) à cause de son extension considérable le long de la pente du talus continental.

4.1.2.4 Le Courant Nord

L'AW étant plus dense que dans la partie sud, le CN est plus étroit et plus profond que l'AC ([Milot, 1991 [95]]). Il est généralement repéré entre les isobathes 500 et 2000 m et est connu pour sa variabilité saisonnière marquée. Le flux est large et peu profond en été (40-50km pour des vitesses d'une dizaine de cm/s, 100-200 m de profondeur, et un transport de 0.2 Sv^3), et plus étroit, profond et collé à la côte en hiver (20-30 km de large pour 250-500 m de profondeur, avec des vitesses de l'ordre de 50 cm/s, 1.2 Sv de transport) ([Durrieu de Madron, 1999 [35]] ; [Lapouyade and Durrieu de Madron, 2001 [75]]). Sous l'effet du vent, de l'évaporation, des arrivées fluviales, du refroidissement ou du réchauffement de la mer, cette circulation "moyenne" peut être significativement perturbée. Il est à noter que dans toute la bande côtière de la mer Ligure sur une dizaine de kilomètres de large, le courant moyen n'est pas significatif et la variabilité moyenne-échelle très élevée rend la prédiction de la circulation dans cette zone difficile ([Albérola et al., 1995 [1], Sammari et

3. $1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$

al., 1995 [126])). Les vents du Nord violents font que la température de surface du courant reste relativement froide.

Le LPC a une activité méso-échelle notable, bien que celle-ci soit beaucoup plus faible en comparaison à l'AC. [Sammari et al., 1995 [126]] montrent que les méandres générés le long de la pente se propagent à environ 10 km/j avec des longueurs d'onde de 30 à 60 km. Par mécanisme de pincement, ceux-ci peuvent donner naissance à des tourbillons typiques de dimension moyenne (10-20 km) pour des longueurs d'onde comprises entre quelques dizaines à une centaine de kilomètres ([Crépon et al., 1982 [27]]. L'activité est renforcée en hiver et imputée à la combinaison de processus barotropes, liés à des perturbations de cisaillement horizontal (causés par le frottement du vent) [Flexas et al., 2004 [46]], et de processus baroclines, provoqués par des changements majeurs dans la stratification (apport d'eau douce en surface) ([Crépon et al., 1982 [27]; Sammari et al., [126])). Le long de la pente, de nombreux canyons et sillons irréguliers positionnés dans la direction transverse de l'écoulement sont également un facteur local de perturbation [André, 2009 [2]].

4.1.2.5 Le Golfe du Lion

Les eaux du courant Nord s'écoulent devant une concavité naturelle du trait de côte : le Golfe du Lion (GoL, *Gulf of Lion*). C'est une plateforme continentale semi-circulaire où la circulation du plateau est en majeure partie forcée par les flux de flottabilité amenée par la décharge du Rhône, par le vent, ainsi que par la composante grande échelle du LPC. C'est une zone d'étude privilégiée à cause des épisodes de convection d'hiver qui se produisent lorsque les vents froids et secs induisent une perte de flottabilité assez significative pour qu'un mélange à de grandes profondeurs ait lieu sur le plateau.

Le plateau peut également être impacté par l'écoulement du LPC plus au large. Sous des conditions de vent et de stratification particulières (forte stratification, pycnocline peu profonde et cisaillement conjugué du Mistral et de la Tramontane), le LPC peut pénétrer sur le plateau [Estournel et al., 2003 [43]]. Il se sépare alors en deux branches, la branche principale suivant la pente continentale et la seconde pénétrant sur le plateau (Milot, 1990). Mais l'intrusion est également possible en l'absence de vent lorsqu'un fort coup de Mistral a précédemment provoqué un déplacement important du LPC vers le sud. Celui-ci reprend alors sa position d'origine grâce à un mécanisme de relaxation ([Milot et Wald, 1980 [98]]. En général, un upwelling bien installé est synonyme de situation bloquante pour l'intrusion du LPC, les vents du Nord étant alors persistants.

4.1.2.6 Le Plateau Catalan et la mer des Baléares

En aval du GoL, les eaux du LPC atteignent le plateau Catalan et la mer des Baléares en s'écoulant avec une vitesse de surface d'environ 20 cm/s [Picco et al., 2010 [114]], avec une variabilité saisonnière identique à l'amont.

Le sous-bassin des Baléares est zone de transition entre la circulation permanente du courant Nord et les phénomènes tourbillonnaires intenses du bassin Algérien. La dynamique de cette région est complexe car les eaux superficielles venant directement du

détroit de Gibraltar se mélangent à celles ayant accompli un circuit dans le bassin occidental et dotées de nouvelles caractéristiques. La zone est caractérisée par la présence de deux fronts : le front Catalan et le front des Baléares [Lopez Garcia et al., 1994 [84]].

Le front Catalan est un courant de talus marqué principalement par des changements en densité. Il sépare ainsi les eaux denses du centre de la mer des Baléares des eaux transportées par le CN et nourries en eau douce dans le GoL et le long du plateau. Le courant des Baléares (BC, *Balearic Current*) est issu de la re-circulation du LPC qui s'infléchit vers le nord-est au niveau du canal d'Ibiza : c'est la partie du flux qui ne s'écoule pas vers le bassin Algérien (voir figure 4.2). Celui-ci marque la séparation entre les eaux atlantiques nouvelles et les eaux atlantiques modifiées provenant du LPC, et définit ainsi le front du même nom. En régime d'hiver, le front des Baléares est situé plus près du talus des îles nord Baléares [Lopez Garcia et al., 1994 [84]].

Les processus d'instabilité dominent ces zones et affectent les courants côtiers faisant que la circulation est irrégulière comparée à ce qui se passe au nord [Monserrat, 2007 [101]]. En mer Catalane, des méandres de quelques dizaines de kilomètres sont détectés jusqu'au canal d'Ibiza [Pinot et al., 1994 [116]]. Leur apparition est conditionnée par l'extension d'eau douce en provenance du Golfe du Lion qui module également la position du front, les interactions topographiques, notamment l'élargissement soudain du plateau au large du delta de l'Ebre, ainsi que l'effet du vent. Au niveau du front, les instabilités baroclines semblent être le mécanisme favori de formation. [Pascual et al 1988, [108]] a également montré que le vent peut faciliter la formation d'une eau chaude d'AW qui gagne en vorticité négative. Aux alentours de Minorque, des tourbillons anticycloniques sont également fréquemment observés et générés par la topographie quand l'AW s'écoule en suivant la pente continentale de Majorque.

4.1.2.7 Un mot sur les masses d'eaux en présence

Même si l'on s'intéresse dans notre étude en priorité à la surface, il est utile pour des raisons de compréhension générale de décrire la composition de la colonne d'eau en quelques lignes. Pour le bassin Ouest, on distingue trois masses d'eau sur son ensemble :

de 0    300 m de profondeur se trouve l'eau de surface atlantique (entrante et modifiée), déjà décrite dans les paragraphes suivants.

de 300    800 m de fond s'écoule la Levantine Intermediate Water (LIW), qui est une eau intermédiaire produite au niveau du bassin Oriental. Sa veine principale prend naissance dans le canal de Sardaigne sur son côté nord, mais une partie s'écoule également par le canal de Corse. Elle circule généralement de manière anticyclonique le long de la pente vers 450 m de profondeur. Dans le Bassin Ligure, elle se lie à l'AW et participe au transport du LPC. La LIW est caractérisée par une forte salinité, la plus forte pour le bassin occidental, entre 39 psu depuis le bassin Levantin jusqu'à 38.5 psu dans le bassin Liguro-Provençal. Une partie des eaux sort finalement à Gibraltar, tandis qu'une autre partie re-circule en étant entraînée par le flux d'AW entrant.

de 800 m à 3000 m se rencontre la Western Mediterranean Deep Water (WMDW), qui est formée durant l'hiver par l'action conjointe de l'évaporation du bassin et du refroidissement causé par les vents sur le plateau nord. La WMDW emprunte un parcours similaire à la LIW. Elle est caractérisée par une température d'environ 12.8 °C et une salinité de 38.45 psu. Certains auteurs y associent également la WIW (Winter Intermediate Water) qui est produite quand des vents modérés refroidissent les eaux de surface qui plongent sans toutefois atteindre des niveaux où elles peuvent se mélanger à la LIW [Send et al., 1999 [132]]. La WIW est donc une eau froide (12.6°) qui repose au-dessus de la LIW ou la WMDW avec une signature en sel plus faible [Milot et al., 1987 [94]].

Au fond se trouve une masse d'eau de fond appelée Bottom Water (BW), formée épisodiquement lors des hivers doux et venteux et caractérisée par un minimum de température et de salinité.

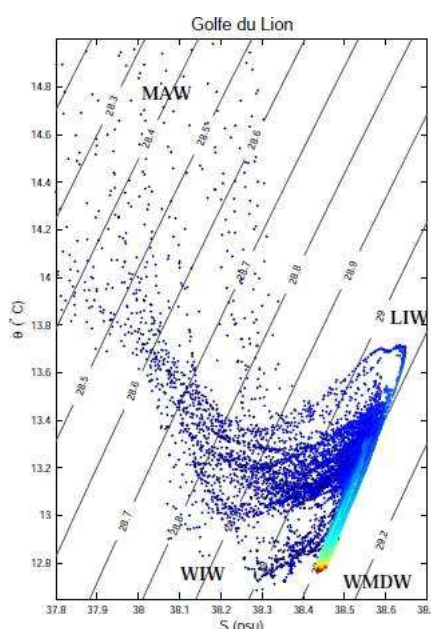


FIGURE 4.3 – Diagramme θ/S issu de plusieurs relevés hydrographiques dans le Golfe du Lion. La MAW (Modified Atlantic Water) est par extension ce que nous appelons AW. Figure extraite de la thèse de P. Testor [145].

4.1.2.8 La marée

La Méditerranée est une mer à micro-marée : le marnage y est pratiquement inexistant sauf à Gibraltar et à l'exception de quelques plateaux continentaux. Les courants de marée en Méditerranée sont donc d'intensité assez faible, de quelques mm/s seulement, ils peuvent en général être négligés sauf dans les zones précitées.

Ceci s'explique par une confluence de facteurs inhibant la marée méditerranéenne. Premièrement, le bassin a une dimension trop petite pour permettre à l'onde de marée, d'une longueur d'onde de plusieurs milliers de km, de se propager correctement. Deuxièmement, les effets visibles de la marée sont surtout présents près des côtes, car la surélévation du

front d'onde augmente quand la profondeur diminue au niveau des plateaux. La rareté de ceux-ci en Méditerranée empêche donc de faire ressortir significativement le signal de marée. Troisièmement, la marée est souvent masquée par les conditions atmosphériques. Un vent peut provoquer des surélévations et un transport d'eau contraire, ou une pression atmosphérique forte peut faire barrière à la propagation de l'onde et inhiber celle-ci. De par la faiblesse de la marée, le vent joue alors un rôle dominant sur la circulation de surface, particulièrement sur les plateaux.

4.2 Vents en Méditerranée

4.2.1 Les régimes de vent et leur effets

Les principaux vents de la zone, le Mistral et la Tramontane, sont générés à partir d'un flux de nord-ouest à nord-est nourri par le gradient de pression de la dorsale anticyclonique du proche Atlantique positionnée au nord-ouest de l'Espagne, et du minimum dépressionnaire présent au niveau du Golfe de Gènes. Les couloirs d'accélération empruntés sont formés d'une part par les Pyrénées et le sud du Massif central pour la Tramontane (le passage de Naurouze), et d'autre part par la vallée du Rhône pour le Mistral [Estournel et al., 2003 [43]]. Mistral et Tramontane sont souvent simultanés et soufflent à toute saison, le premier sur la partie est du Golfe du Lion et la seconde sur la partie ouest. Ils sont surtout renforcés en hiver et au printemps avec des vitesses moyennes de 10-15 m/s, et peuvent souffler sous la forme de violentes rafales de 15-25 m/s. Les épisodes de vents durent également plus longtemps qu'en été, mais dépassent rarement les quatre jours [Millot, 1991 [95]]. Leur champ d'action en pleine mer peut être important, jusqu'à même atteindre les Baléares pour le Mistral.

Après les échanges avec l'océan Atlantique, le vent peut être considéré comme le second moteur de la circulation méditerranéenne. [Pinardi et Navarra, 1993 [115]] ont clairement mis en évidence la corrélation existante entre le rotationnel du vent moyen et la circulation générale du bassin.

La circulation du Golfe du Lion est aussi fortement contrôlée par les variations spatiales de son cisaillement. [Estournel et al., 2003 [43]] a montré que les rotationnels du Mistral et de la Tramontane induisent le développement respectif d'une circulation anticyclonique sur la partie nord et d'une circulation cyclonique sur la partie ouest du plateau. De telles structures, de quelques dizaines de kilomètres de diamètre, peuvent grandement influencer les échanges côte-large.

Localement, les effets du vent sont connus pour produire de la dérive d'Ekman, des vagues, des oscillations d'inertie et du mélange turbulent. Les courants inertiels oscillent à la fréquence de Coriolis ($\approx 17h$ à l'extrême nord, $\approx 24h$, à l'extrême sud de la Méditerranée) et sont provoqués majoritairement par des rafales de vent en condition stratifiée [Pentenko, 2002 [110]]. Les circulations inertielles peuvent atteindre des maxima de vitesse de quelques dizaines de cm/s.

4.2.2 Le champ de vent moyen pour la période d'intérêt

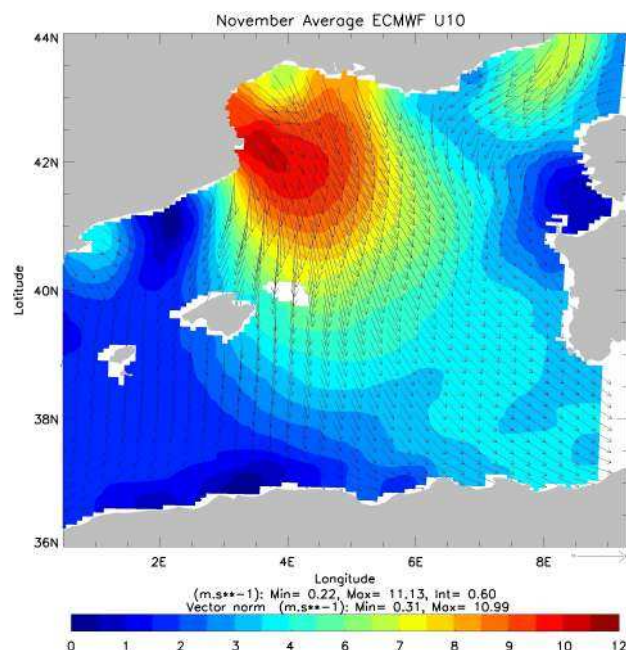


FIGURE 4.4 – Champs de vent moyen analysé par l'ECMWF pour le mois de novembre 2007

La figure 4.4 montre le régime moyen de vent calculé par les analyses de l'ECMWF pour le mois de novembre 2007 (vitesse à 10 m). Il y est facile d'identifier les sillages du Mistral (vent du Nord) et de la Tramontane (vent du nord-ouest) qui se rejoignent pour impacter une large zone sur le devant du Golfe du Lion : c'est la structure dominante du champ de vent à cette période [Estournel et al, 2003 [43]].

Le maximum d'énergie est situé près de cap Creus (4 °E, 42 °N) avec des vents soufflant en moyenne entre 10 et 12 m/s. Les vents diminuent progressivement vers le large, mais le sillage atteint tout de même la partie sud du bassin avec des intensités comprises entre 4 et 5 m/s. Le Mistral et la Tramontane sont connus pour souffler en rafales pendant 2 à 3 jours avec une production de courants inertiels. Près de Nice, un vent de nord-est d'intensité moyenne de 7.5 m/s participe à l'accélération du LPC. La zone des Baléares est quant à elle mieux protégée de par la présence de la chaîne pyrénéenne. Il existe cependant une zone identifiable où l'orographie permet le passage d'un flux non négligeable, avec des moyennes d'environ 4 m/s, près de l'embouchure de l'Ebre (1 °E à la côte nord).

4.2.3 L'implication du vent dans la trajectoire des bouées

Cette sous-section essaie d'établir de manière chronologique le lien entre la trajectoire des bouées et les variations du champ de vent à partir d'analyses de l'ECMWF (moyennes à 3h du vent à 10m) en composant ces informations sur des cartes communes (figures 4.5).

La figure 4.5(a) rassemble ces informations à la date du 15 octobre. Le vent est en moyenne dirigé dans la même direction que le flux du LPC transportant les bouées. L'en-

semble du bassin est dominé par un flux d'est et il n'y a pas de vent du nord soufflant sur la zone. Il peut arriver que de brefs épisodes de vents contraires aux trajectoires se produisent (quelques jours avant, par exemple le 12/10/2007 entre 18 h et 21 h) et que les bouées soient alors en partie ralenties. Rappelons que juste après le lâcher, les bouées les plus éloignées des côtes (4) ont voyagé plus rapidement que celles situées plus près de ces dernières (2). Ces deux groupes sont séparés en *trajectoire de pente* (60212, 60213, 75663, 75664) et en *trajectoire du large* (75663, 75661).

La figure 4.5(b) concerne l'épisode de vent ayant provoqué l'entraînement des bouées vers le sud. Celui-ci est en fait constitué de coups de vents successifs dont la première séquence est un vent qui tourne du nord-est au sud-est le 17/10/2007. Le premier coup de vent intervient dans la nuit du 17 au 18 octobre et est dirigée vers le sud pour le premier groupe de bouée et vers le sud-est pour le second. D'autres coups de vent ont ensuite lieu les 20/10/2007 et le 22/10/2007. A la fin de l'épisode, la distribution du champ traduit bien la répartition prise par les bouées (figure 4.5(c) pour le 23 octobre).

La visualisation des séquences confirme que les trajectoires "du large" sont très affectées par le vent. On peut citer par exemple le comportement sinueux de la trajectoire centrale (bouée 75663, latitude 41.75 °N, voir figure 3.1, page 38) qui correspond à un changement progressif de direction du vent qui tourne du sud vers l'ouest le 25 octobre (figure 4.5(d)). Les courbures suivantes de trajectoire ne s'expliquent par contre plus par le vent puisque celui-ci reste ensuite toujours dirigé vers le sud. La trajectoire de la bouée la plus à l'est (bouée 75661) s'accorde étroitement avec les variations du champ de vent.

Les prévisions du CEP font apparaître successivement deux dépressions pouvant avoir un impact en apparence sur la dérive de cette bouée. La première se forme au niveau du point [6.5E, 40 °N], dans la proximité sud immédiate de la bouée. La dépression remonte ensuite vers le nord et la séquence d'images peut suggérer que son sillage accélère la bouée vers le sud, sans provoquer de discontinuité dans sa trajectoire (voir figure 4.5(d)). La seconde se forme entre la Corse et le nord-ouest de la Sardaigne le 30/10/2007, avant d'être évacuée vers le sud. Il a été émis précédemment que l'écart réalisé vers 40 °N était sans doute lié à la présence d'un tourbillon. Il semble que le retour de la bouée dans son axe d'origine puisse être conditionné par le flux de la dépression (figure 4.5(e)).

Les trajectoires des bouées de pente sont moins soumises au Mistral et à la Tramontane puisqu'elles prennent la route de la mer des Baléares. Elles le deviennent néanmoins légèrement lorsque le vent souffle depuis la mer Ligure vers le sud-ouest, où lorsque les bouées s'aventurent hors du sillage du LPC. Les cartes confirment que les trajectoires circulaires près des côtes Catalanes ne sont pas en lien avec le vent (figure 4.5(e)). En revanche, certaines bouées sont affectées par la zone venteuse Catalane identifiée dans la figure 4.4 et sont alors imprimées d'une composante vers le large.

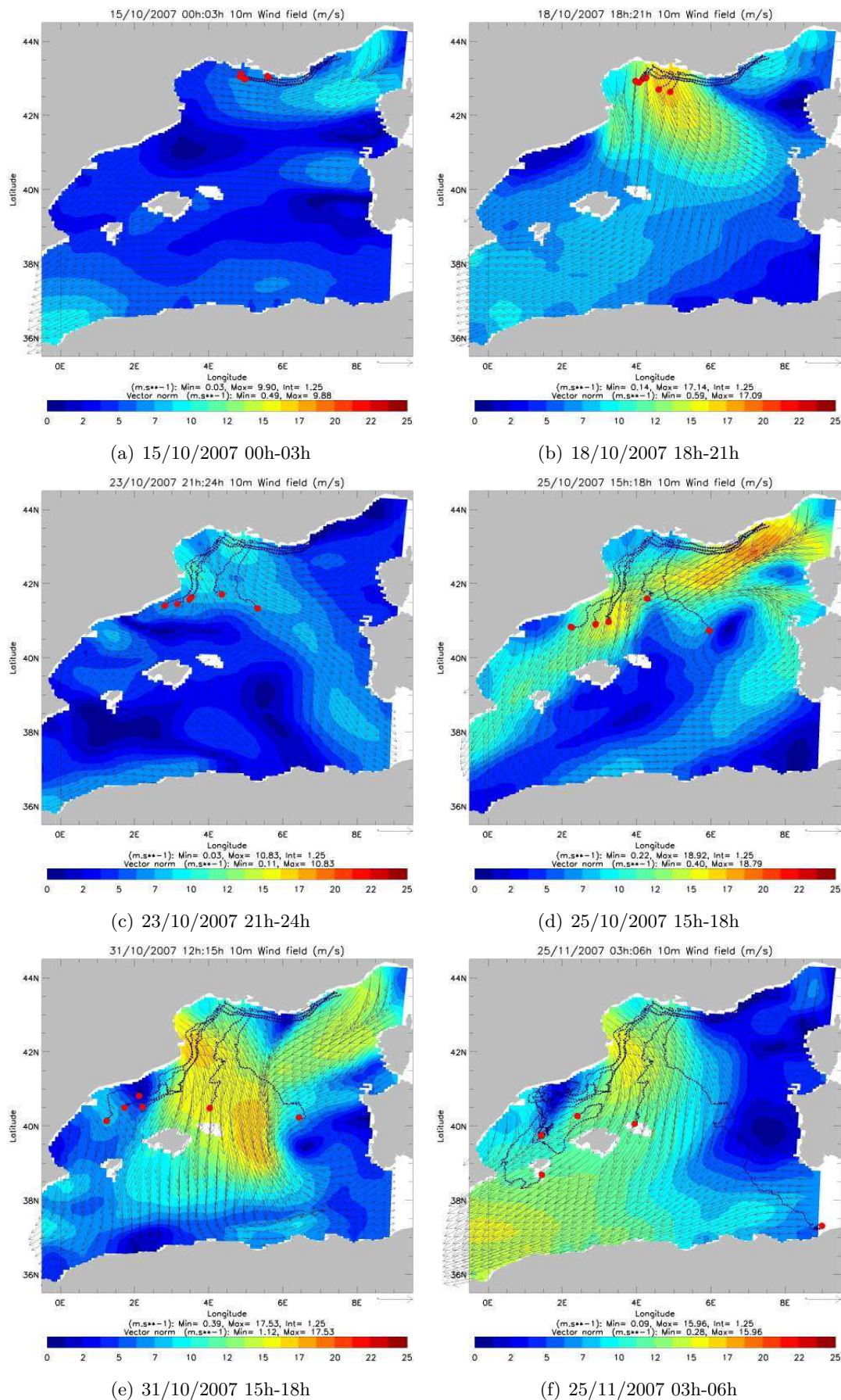


FIGURE 4.5 – Champs de vent analysés comparés aux positions des bouées (point rouge).

4.3 Validation des simulations d'océan

4.3.1 La description des simulations de circulation océanique de référence

Cette sous-section évalue les caractéristiques océaniques et physiques de nos simulations de références. C'est une première validation qualitative réalisée à partir des simulations de référence MEDWEST12-T00 et MEDWEST36-T00 (voir section 3.3.1.5, page 74). L'apport de la résolution horizontale et sur le développement de la circulation à méso-échelle au cours de la prévision en sont les principaux sujets.

4.3.1.1 Les traits de la circulation moyenne obtenus par les simulations de référence

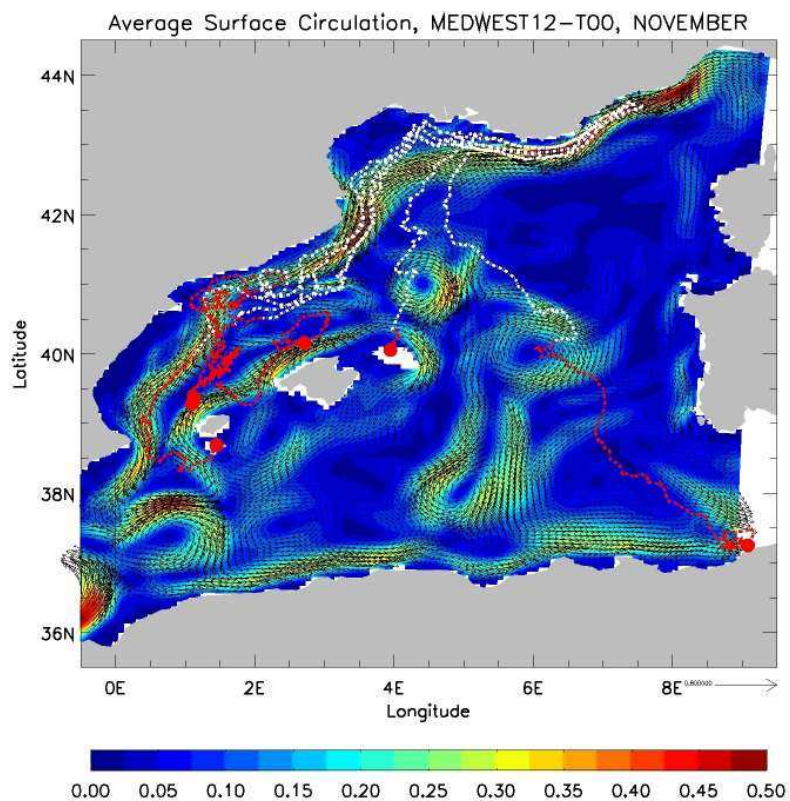
La valeur moyenne des courants modélisés pour le mois de novembre 2007 et l'énergie turbulente associée sont visibles sur les figures 4.6 et 4.7. Pour rappel, les simulations ont démarré le 26 septembre 2006, soit un mois et demi plus tôt.

Sur les panneaux 4.6(a) et 4.6(b), la circulation cyclonique typique est retrouvée, avec au nord le courant LPC et au sud le courant de bord AC. Au centre, la circulation est moins énergétique en dehors de quelques gros tourbillons centrés vers 5 °E.

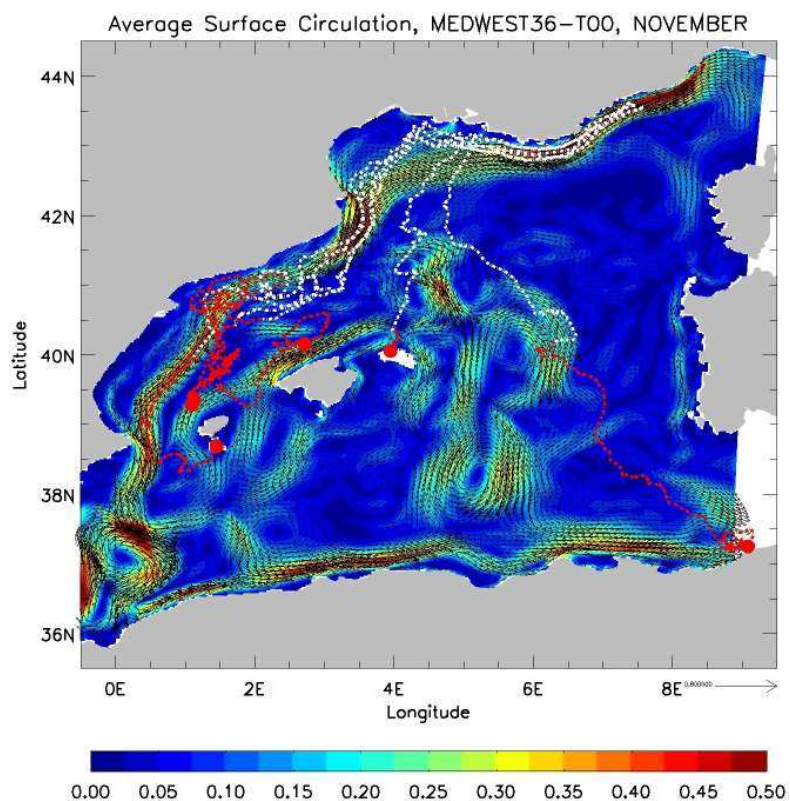
Les régions d'intérêt sont celles traversées par les bouées, et pour ce mois de novembre, elles correspondent à la pente nord du bassin. Le courant Liguro-Provençal y est modélisé avec une gamme d'intensité typique de l'hiver, avec des vitesses de l'ordre de 40 cm/s. Sa largeur reste en moyenne identique aux deux résolutions, et le flux ne semble pas spécialement plus vigoureux au 1/36 ° pour ce mois, sauf le long de la pente Catalane. Dans cette région, les différences se situent surtout au niveau de la côte et sur le plateau, avec pour le modèle au 1/36 ° des circulations secondaires au LPC, alors que le flot principal se situe un peu plus au large (Golfe du Lion, côtes Catalanes). Pour ces simulations du mois de novembre, la majorité du flux du LPC sort par le canal d'Ibiza sans nourrir le courant des Baléares. Cette rétro-flexion est par contre présente pour le mois d'octobre, lorsque le LPC est moins puissant, mais tend à disparaître de nos simulations lorsque l'intensité du flux augmente avec la saisonnalité hivernale.

Au sud du bassin, les vitesses du courant Algérien sont plus importantes au 1/36 ° (40 cm/s) que leurs équivalents à plus basse résolution (35 cm/s).

Dans la partie centrale du bassin occidental, trois gros tourbillons anticycloniques (\approx 100 km de large) sont maintenus au cours du mois. Ceux-ci sont centrés respectivement vers [4.5E, 41N], [6E, 40N], et [4.5E, 38N]. Leur structure est plus régulière dans la moyenne mensuelle du 1/12 °, signe qu'ils sont plus stables à cette résolution. Pour la simulation au 1/36 °, on note la présence de structures moyennes additionnelles d'amplitude plus faible. Celles-ci sont situées en particulier dans la partie hauturière de la mer Ligure et au centre du bassin Algérien. La visualisation des séquences journalières montre que les tourbillons au 1/36 ° ont tendance à être détruits par interactions avec des filaments en provenance du courant Nord ou de l'AC.

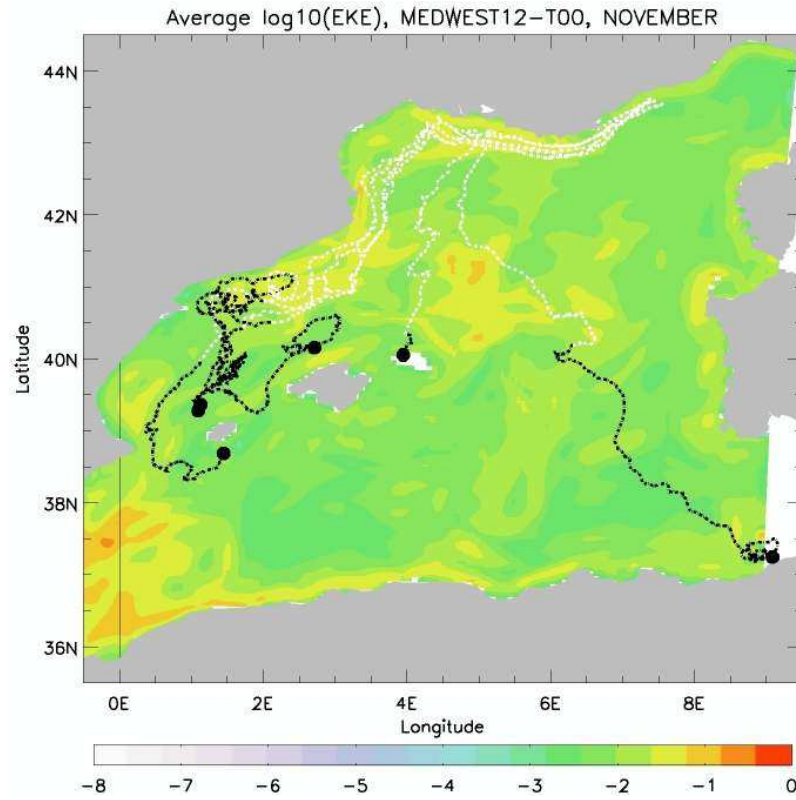


(a) MEDWEST12 : circulation de surface moyenne de novembre 2007

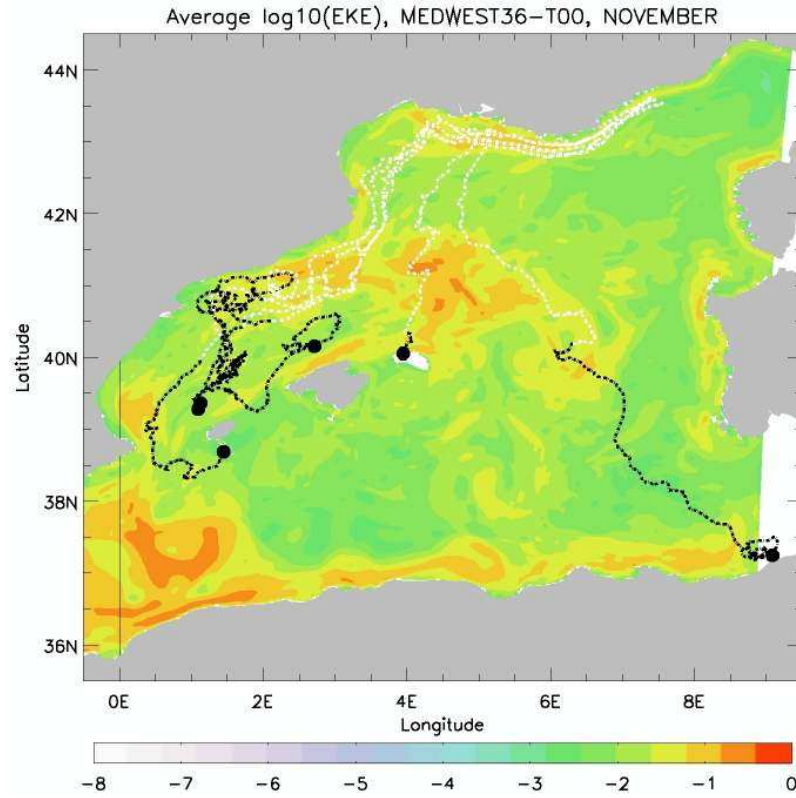


(b) MEDWEST36 : circulation de surface moyenne de novembre 2007

FIGURE 4.6 – Champ de vitesse de surface moyen prévu pour le mois de novembre 2007 pour MEDWEST12 (a) et MEDWEST36 : (b). Les trajectoires des bouées pour le mois en cours sont en rouge, les précédentes étant indiquées en blanc.



(a) MEDWEST12 : énergie cinétique moyenne de surface de novembre 2007



(b) MEDWEST36 : énergie cinétique moyenne de surface de novembre 2007

FIGURE 4.7 – Logarithme de l'énergie cinétique moyenne (m^2/s^2) prévue pour le mois de novembre 2007 pour MEDWEST12 (a) et MEDWEST36 : (b). Les trajectoires des bouées pour le mois en cours sont en noir, les précédentes étant indiquées en blanc.

La modélisation en mer d'Alboran (non montrée) pourrait être critiquée pour ces simulations. Le flux d'eau de surface atlantique n'est pas assez dirigé vers le nord comme l'impose dans la réalité le trait de côte et tend à s'écouler avec une très légère inflexion vers le sud. La circulation typiquement anticyclonique de la première gyre n'est alors pas réalisée. Ce problème n'apparaît pas dans le système opérationnel PSY2 pourtant doté de la même bathymétrie que le modèle régional à 1/12 °. Le système PY2 présente toutefois des structures similaires et une déstructuration importante de la veine de courant vers 1 °E. Il n'a pas été cherché de corriger ce souci car il n'est pas gênant pour notre étude du fait de son éloignement aux trajectoires.

4.3.1.2 La comparaison qualitative des circulations moyennes modélisées aux bouées

Les trajectoires d'octobre (blanches) montrent une première portion du transport par le courant Liguro-Provençal compatible avec la circulation moyenne. Le positionnement du flux est alors peu variable entre octobre et novembre. Les quatre bouées "de pente" sont également transportées par le flux moyen, et il en est de même pour celles qui sortent par le canal d'Ibiza ou qui se retrouvent amenées dans le courant des Baléares. Les trajectoires cycloïdes n'apparaissent pas, signe qu'il s'agit bien d'épisodes de l'ordre de quelques jours.

Au centre, pour les bouées du large, la présence du tourbillon central a un impact certain dans l'écart réalisé par la bouée la plus à l'ouest. Le décrochage vers le large des deux bouées n'est en revanche pas représenté par la circulation moyenne : il s'agit d'une réponse rapide des couches de surface sujettes à un bref coup de vent.

4.3.1.3 La sensibilité à résolution horizontale

La section précédente a montré que le domaine méditerranéen est caractérisé par un ensemble d'interactions intervenant à des échelles multiples et éventuellement très petites. L'échelle des structures tourbillonnaires les plus courantes et les plus persistantes est contrainte d'un point de vue physique par le rayon interne de déformation de Rossby. En Méditerranée, sa valeur moyenne (≈ 10 km) est quatre fois plus petite que celle de l'océan mondial [Robinson et al., 2001 [124]].

Le rayon de Rossby représente l'échelle de la variabilité, à partir de laquelle au sein des perturbations, la génération de vorticité par étirement des tubes de vortex (le *vortex stretching* dans la littérature) devient aussi importante que la vorticité relative et permet l'équilibre des structures tourbillonnaires. Il équivaut à la distance couverte par les ondes longues de gravité de vitesse de phase c durant un temps $\frac{1}{f}$ où $f = 2\Omega \sin \varphi$. f est le paramètre de Coriolis pour une rotation terrestre de valeur Ω à la latitude φ . Pour les latitudes supérieures à 5 °, le rayon de Rossby peut être défini comme (voir [Gill, 1982 [51]]) :

$$R_n = \frac{c_n}{|f|}, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (4.1)$$

Le mode $n = 0$ s'apparente au rayon de déformation barotrope. Celui-ci est calculé à partir de caractéristiques dimensionnelles du bassin, où $c_0 = \sqrt{gH}$ pour un bassin de pro-

fondeur H soumis à une accélération gravitationnelle g . Les modes suivants sont les modes stratifiés et baroclines. Il est alors montré que les rayons de Rossby baroclines peuvent être obtenus en résolvant un problème aux valeurs propres faisant intervenir la structure verticale du courant $\phi(z)$ et la fréquence de Brunt-Vaissala N à partir de l'équation de Sturm-Liouville :

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} + \frac{N^2(z)}{c_n^2} = 0 \quad (4.2)$$

avec les conditions aux limites $\phi(0) = \phi(H) = 0$. Des solutions analytiques peuvent être obtenues par la méthode de Wentzel-Kramers-Brillouin et la vitesse de phase du premier mode s'écrit alors $c_1 = \frac{1}{\pi} \int_{-H}^0 N(z) dz$. Le premier rayon de Rossby barocline est alors calculé en divisant la vitesse de phase par la pulsation planétaire :

$$R_1 = \frac{c_1}{f} = \frac{1}{f\pi} \int_{-H}^0 N(z) dz \quad (4.3)$$

Le calcul du premier rayon de Rossby fait intervenir la fréquence de Brunt Vaissala. Celle-ci est la pulsation propre d'oscillation des ondes de gravité pour une stratification donnée du milieu⁴.

Les maillages des modèles numériques doivent alors s'adapter à cette échelle locale s'ils veulent capter l'essentiel de la turbulence tourbillonnaire, le respect de la fréquence de Nyquist imposant une représentation minimale de deux mailles pour une échelle donnée. Nous serons plus stricts et ferons passer ce résultat à trois mailles. Il devient alors intéressant de vérifier dans quelle mesure cette condition est vérifiée pour nos modèles. Pour ce faire, la valeur moyenne du rayon de Rossby du premier niveau de surface a été calculée pour le mois de novembre 2007. La stratification N a été évaluée à partir de l'expression polynomiale de [McDougall, 1987 [90]] qui fait intervenir les variables prévues de la salinité et de la température du modèle. L'évaluation de la taille des structures représentable a ensuite été faite localement, au sein d'une maille, à partir du rayon moyen formé par les facteurs d'échelles des deux mailles voisines dans les directions zonales et méridiennes.

Les valeurs du rayon de Rossby pour le mois de novembre 2007 à partir de MED-WEST36 sont visibles sur la figure 4.8(a). Le comportement analytique en fonction de la latitude se retrouve, le rayon de Rossby diminuant avec l'augmentation du paramètre de Coriolis, ainsi que des valeurs très faibles sur les zones de bas fond, causées par l'intégration de N sur une profondeur faible. Ce comportement est d'autant plus renforcé que l'injection d'AW dans le sud du bassin stratifie les couches océaniques, alors que dans le Golfe du Lion, le dôme cyclonique est fréquemment en contact avec l'atmosphère qui a tendance à mélanger les couches de surface. En plein océan, la partie nord du bassin a les valeurs les plus petites (5-10km) alors que les plus importantes (12-14 km) se rencontrent dans la zone d'activité tourbillonnaire du courant Algérien.

4. En particulier, une particule d'eau déplacée de sa position d'équilibre sur la verticale atteint des portions de l'océan de densité différente (l'océan est un fluide stratifié) et regagne sa position d'équilibre sous l'action de la force de flottabilité en oscillant autour de sa position d'origine

Les figures 4.8(b) et 4.8(c) présentent un indice qui sert de proxy à la capacité des maillages $1/12^\circ$ et $1/36^\circ$ à représenter les échelles tourbillonnaires typiques à l’aide du rayon de déformation. Il est obtenu en le divisant par l’échelle horizontale typiquement résolue par les grilles ORCA12 et ORCA36 (≈ 3 mailles). En pratique, pour un indice inférieur à l’unité, le modèle est incapable de représenter correctement cette échelle moyenne des tourbillons. Pour un indice de l’ordre de l’unité, ces échelles peuvent être présentes mais leur résolution n’est pas complète. Il semble raisonnable de penser pour les indices supérieurs à deux, la représentation soit assurée.

Pour le maillage au $1/12^\circ$, le rayon de Rossby n’est jamais représenté sauf dans le golfe de Cadix. Le maillage au $1/36^\circ$ permet en revanche d’obtenir une résolution complète dans la partie sud du bassin (indices toujours supérieurs à deux) et partielle dans la partie la plus au nord (indices entre 1 et 1.5). La ligne prolongeant le plateau des Baléares apparaît néanmoins comme une frontière critique pour le maillage à haute résolution.

Même le modèle au $1/36^\circ$ résout mal la méso-échelle dans certaines zones. On s’attend à obtenir des structures nouvelles pour des zones d’intérêt : les mers Ligure, Catalane et des Baléares. Les zones de plateaux sont difficilement résolubles (indices inférieurs à 0.5), même si la réponse aux forçages atmosphériques fait plutôt intervenir le rayon externe. Cela peut être néanmoins handicapant pour la représentation des mécanismes frontaux. Ces deux maillages peuvent être définis comme *eddy permitting* pour le $1/12^\circ$ contre *eddy resolving* pour le $1/36^\circ$.

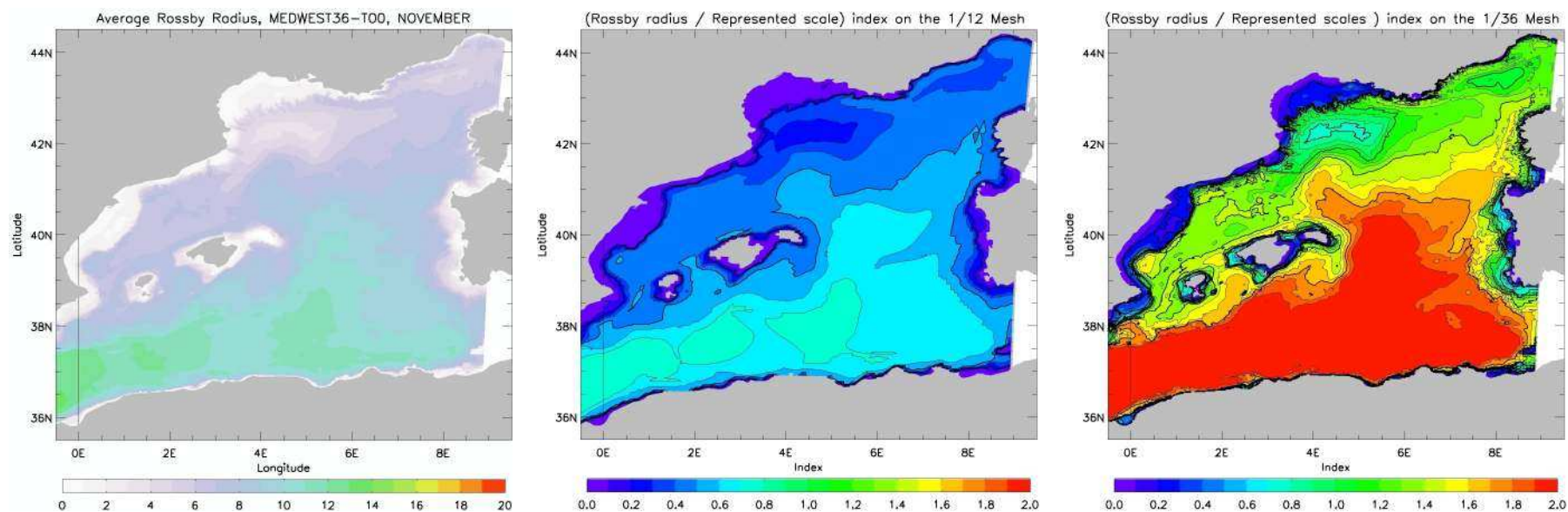
4.3.1.4 L’activité turbulente moyenne

Puisque le maillage au $1/36^\circ$ permet la représentation d’échelles tourbillonnaires plus petites, il est attendu à avoir plus d’énergie à ces longueurs d’onde. Cette activité peut se dégager de la circulation moyenne par le calcul de l’énergie cinétique turbulente (ou EKE : *Eddy Kinetic Energy*). L’EKE est l’énergie cinétique liée à la partie fluctuante de la vitesse par rapport à sa moyenne sur une période donnée. Ce diagnostic permet d’identifier les zones d’activités turbulentes et de forte variabilité.

L’EKE moyenne calculée pour le mois de novembre aux deux résolutions figure sur les images 4.7(a) et 4.7(b). Des zones de variabilité identiques s’identifient, à ceci près que le signal est largement plus fort et plus étendu au $1/36^\circ$.

Pour nos simulations, les zones à fort signal d’EKE sont situées :

- en mer d’Alboran, en lien avec une circulation locale peu stabilisée dans nos simulations ;
 - dans la veine de naissance du courant Algérien qui est impactée par les larges structures tourbillonnaires décrites précédemment. La signature en EKE se prolonge dans le sillage du jet à cause de modifications du positionnement de la veine de courant lors d’épisodes d’instabilité ;
 - dans la partie centrale nord du bassin, il est d’ailleurs possible de retrouver à cet endroit la signature des gros tourbillons identifiés dans la partie moyenne du courant.
- Au nord-ouest de Minorque, l’activité se retrouve dopée au $1/36^\circ$ grâce au maillage ;



(a) Rayon de déformation interne de Rossby (km) pour le mois de novembre 2007 (b) MEDWEST12 : indice de la représentation des échelles tourbillonnaires (c) MEDWEST36 : indice de la représentation des échelles tourbillonnaires

FIGURE 4.8 – Investigation de la représentativité tourbillonnaire des maillages $1/12^\circ$ et $1/36^\circ$. (a) : Valeur moyenne du rayon de Rossby pour novembre 2007 calculé à partir de MEDWEST36, (b) : indice de représentation pour MEDWEST12 et (c) : indice de représentation pour MEDWEST36.

- le long du LPC, avec des signaux présents dans sa partie Ligurienne, le long des côtes Catalanes, et près du golfe de Valence (Valencia, Esp.). Ces lieux de production sont particulièrement intéressants des mouvements attribués à des tourbillons à méso-échelle y ont été identifiés dans les données (1-4 °E, 39-42 °N) ;
- enfin, une certaine zone de variabilité ressort aussi le long du Western Corsica Current. Ceci vient du fait que ce courant peut s'affaiblir ou se renforcer d'un jour à l'autre dans nos simulations.

En résumé, l'activité turbulente est donc plus étendue dans le modèle à haute résolution et aussi plus vigoureuse, avec des mouvements plus rapides, les zones de génération de la turbulence ou celles de grande variabilité restent cependant localisées aux mêmes endroits.

4.3.1.5 Le développement de la méso-échelle

Les modèles MEDWEST12 et MEDWEST36 sont initialisés à partir du même état du système opérationnel PSY2V3 et les premières différences commencent à être visibles dès la fin des trois premiers jours de prévision.

Celles-ci concernent d'abord les échelles les plus petites, en intensifiant les structures déjà présentes, en particulier dans le Golfe du Lion et dans l'extension Catalane du LPC, et en en générant de nouvelles dans le courant Algérien tout près des côtes (vers 7 °E). Durant la première semaine d'octobre, la partie centrale du bassin commence ensuite à se transformer après une dizaine de jours d'intégration. Le panneau 4.9 présente les champs de vorticité, c'est à dire le rotationnel de la vitesse, obtenus les quinze jours des mois d'octobre, novembre et décembre 2007 et illustre la génération des structures à méso-échelles pour les deux résolutions.

Une comparaison entre les deux modèles le 15 octobre (figure 4.9(a) et 4.9(c)) montre des structures à méso-échelle similaires, mais accompagnées pour le 1/36 ° de structures supplémentaires de l'ordre d'une dizaine de km. [Beckers et al., 1995 [9]] justifie que le raffinement de la résolution horizontale transforme l'image traditionnelle de la circulation générale en enrichissant la zone partant du plateau à l'océan profond et ceci spécialement dans les couches de surfaces. Les circulations au 1/12 ° et au 1/36 ° sont ainsi proches pour les traits les plus grossiers, mais les courants sont légèrement plus intenses et plus ramifiés dans la version à plus haute résolution.

À mesure que l'intégration du calcul se poursuit, ces nouvelles structures provoquent un écart progressif entre les deux simulations. Les images du 15 novembre (figures 4.9(c) et 4.9(d)) illustrent clairement cette divergence. Il est facile de retrouver les principaux courants de grande échelle (élongations de dipôles de vorticité) et les lignes d'iso-vorticité principales pour les deux résolutions. Celles-ci se coupent et s'entortillent pour former des tourbillons plus petits au 1/36 °. Par exemple, le tourbillon de méso-échelle situé à 5 °E dans le 1/12 ° est déstructuré en petit noyaux de vorticité au 1/36 °.

Les champs de vorticité du 15 décembre 4.9(e) et 4.9(f) présentent des différences importantes. Pour le 1/36 °, la veine du courant Algérien est beaucoup plus large et intense, avec des décollements provoqués par les tourbillons. La circulation du centre du bassin est très complexifiée par la présence de nombreux tourbillons. Les plus gros sont

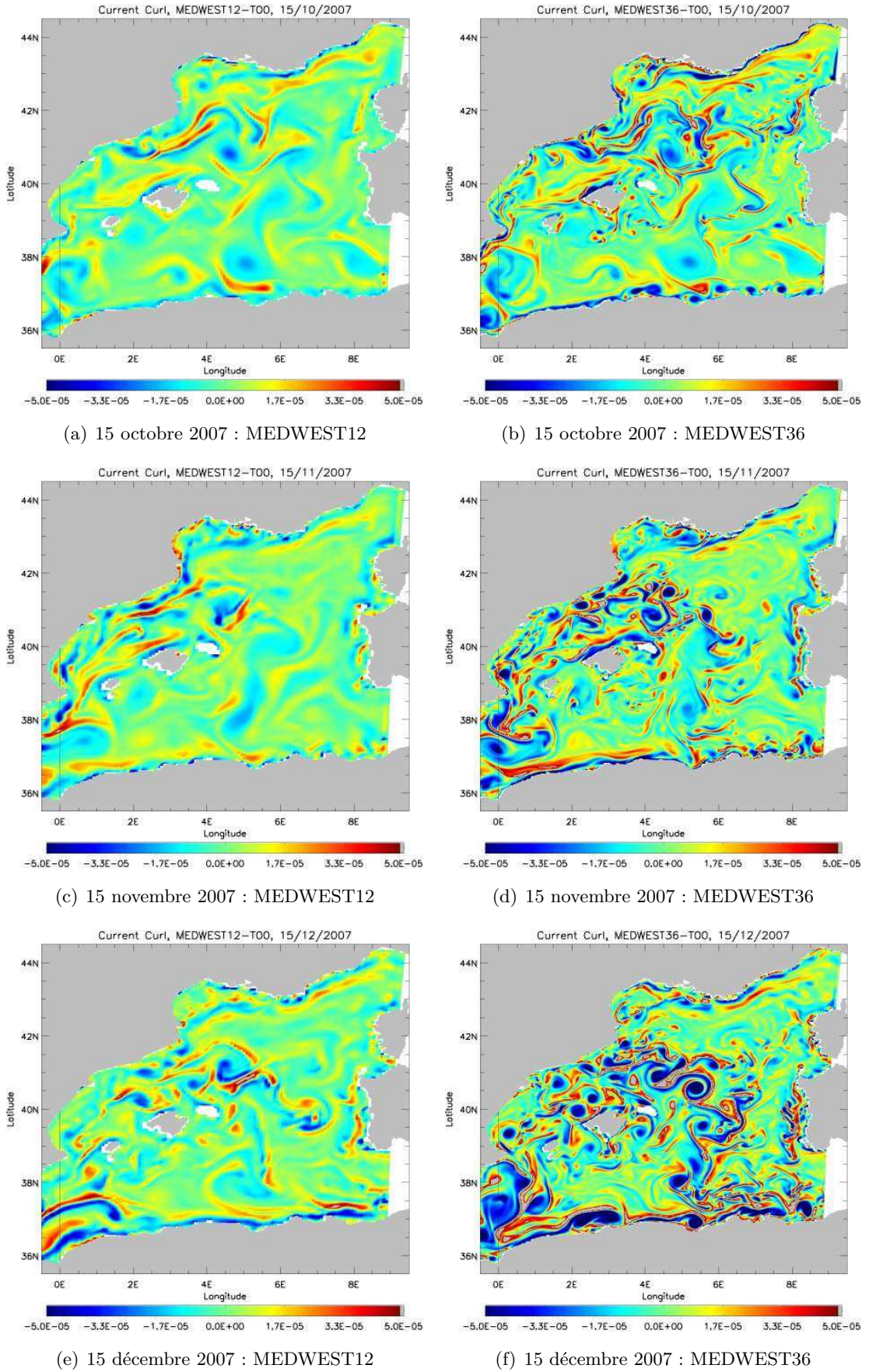


FIGURE 4.9 – Moyennes journalières de la vorticité sur quelques dates permettant d'illustrer l'évolution de la méso-échelle aux deux résolutions.

d'ailleurs rarement identifiables dans le $1/12^\circ$, preuve que des interactions inter-échelles ont lieu. La veine Ligurienne LPC ne semble pas être trop impactée par le changement de résolution à part une intensification de l'écoulement. La partie aval Catalane est en revanche très perturbée par l'apparition des tourbillons.

L'augmentation de résolution a joué un rôle déterminant dans la génération des tourbillons à petite échelle, comme l'a vérifié le calcul des rayons internes. Pour les bouées, la zone d'impact de la méso-échelle est située au nord de Majorque, et sur ce point le modèle au $1/36^\circ$ se valorise davantage. Cependant une question reste en suspens sur la validité de l'information petite échelle apportée par les modèles à haute résolution, en particulier son phasage spatial et temporel. Il n'y a en effet aucune contrainte sur cet apport généré de manière abondante au $1/36^\circ$.

4.3.2 La validation par des données extérieures

Dans cette sous-section, les prévisions régionales sont confrontées à des observations et à leur système opérationnel parent, PSY2V3. L'objectif est d'étudier le réalisme de nos simulations ainsi que la divergence d'un modèle libre imbriqué par rapport à son modèle parent assimilé.

La comparaison aux observations a été effectuée sur la température de surface observée par satellite et des paramètres physiques (SST, SSS, vitesse et vent) mesurés par des bouées instrumentées présentes dans la partie nord du bassin. Les mesures de courants sont néanmoins rares pour ces dernières.

Le champ horizontal de température de surface est essentiel à l'étude de la dynamique d'une région car il permet de caractériser les fronts océaniques ou l'homogénéité horizontale des masses d'eau, d'identifier les zones d'upwellings ou encore de suivre les tourbillons au travers de la conservation de leurs propriétés thermiques. Des séries temporelles de mouillages et de mâts instrumentés permettront ensuite de valider les diverses propriétés locales de nos simulations de références sur des échelles saisonnières.

4.3.2.1 La validation par la SST satellite

Une validation de la température de surface de la mer a été effectuée en comparant les champs modélisés à un produit satellite haute résolution prochainement disponible dans la vitrine du projet MyOcean (Communication personnelle, Françoise Orain). Ce produit grillé au $1/10^\circ$ est obtenu par un assemblage de données issues de différents capteurs satellites⁵.

L'observation successive de séquences de SST observée et de SST modélisée montre que le modèle résout d'une manière satisfaisante (qualitativement) les échanges thermodynamiques de surface, la conservation des fronts et les advections latérales de chaleur. La distribution de la température est en très bon accord avec l'observation.

La figure 4.10 est une illustration pour la date du 02/11/2007, environ 5 semaines après le début de la simulation avec MEDWEST12 et MEDWEST36. Globalement, les champs simulés sont très proches les uns des autres, avec les mêmes motifs et les mêmes fronts de température présents de part et d'autre du bassin. Les amas thermiques de la partie sud sont légèrement plus chauds (biais inférieur au degré) pour les modèles régionaux que pour le système opérationnel, ceux-ci étant plus froids dans la donnée. C'est également le cas en mer des Baléares avec des écarts d'un degré. Le modèle au $1/36^\circ$ répond mieux pour cette zone, avec la représentation de structures méandriques entre 3 et 4 °E dont la

5. Le produit disponible pour les années 2007/2008 a une résolution de $1/10^\circ$ mais ceux des années plus récentes ont un pas de grille de 0.02° . Le produit multi-canal L3 (supercollated) est construit à partir d'une sélection de données mono-canal débiaisées (collated). Celle-ci s'effectue selon la hiérarchie de capteurs suivants et leur disponibilité : AATSR, METOP, NAR17, NAR18, AVHRR17, AVHRR18, AVHRR17, AVHRR18, SEVIRI 1H, GOES-12h, AMSRE, TMI, MODIS A, MODIS T. La résolution native des données utilisées peut être supérieure ou inférieure à celle du produit final. Dans ce cas de figure, il n'y a pas de traitement spécifique autre qu'une opération de moyenne ou de sélection du point voisin le plus proche pour réaliser le grillage des données.

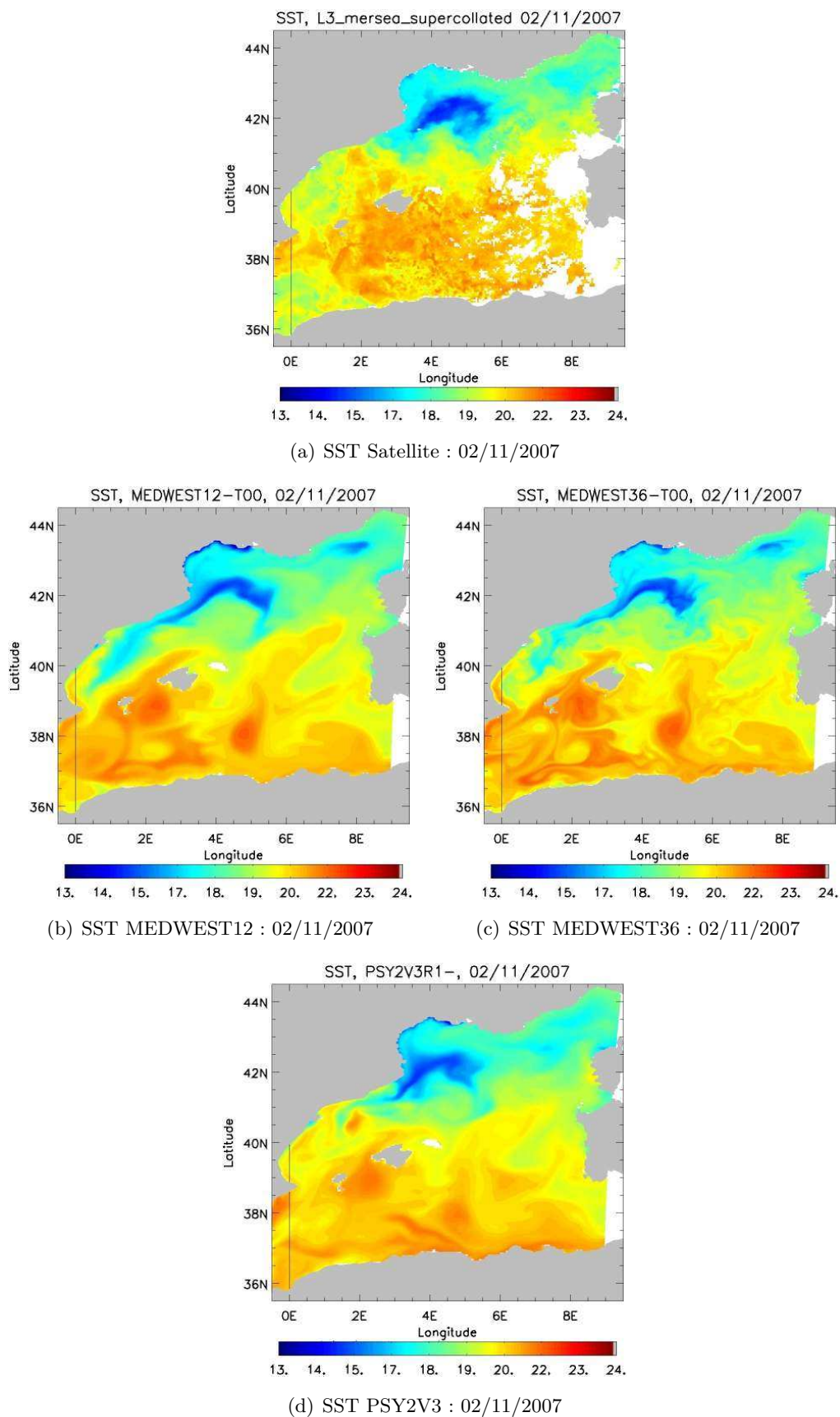


FIGURE 4.10 – Températures de surface (°C) prévues pour le 02/11/2007. Le champ 4.10(a) est un produit satellite haute résolution 1/10 ° (L3 Mersea supercollated). 4.10(b) : MEDWEST12, 4.10(c) : MEDWEST36 et 4.10(d) : PSY2V3 (opérationnel 1/12 °).

forme se laisse deviner dans le champ observé. Ailleurs, le produit satellite montre une distribution très similaire aux divers modèles. De l'eau froide produite par l'extraction de chaleur par les vents est transportée par le courant Nord depuis le Golfe du Lion et en mer Ligure jusqu'en mer des Baléares. Au cours de l'hiver, les eaux Catalanes et Baléares sont ainsi graduellement refroidies par le LPC, et un front de température se déplace progressivement. L'observation suggère que le front est situé cependant trop en aval du courant, qui est donc trop rapide, pour les modèles libres. Le système opérationnel PSY2V3, qui dispose d'un système d'assimilation de la SST satellite, est par contre plus réaliste sur ce point.

En dépit du souci indiqué, les champs de température de nos modèles régionaux restent très proches de la réalité et ce même plusieurs mois après le début de l'initialisation de la simulation. C'est un point satisfaisant, d'autant plus qu'il n'y a presque pas de différences avec la SST du système PSY2. Cette validation a été effectuée jusqu'à fin décembre, et même sur les derniers jours, le modèle présente des résultats satisfaisants, en reproduisant même des petites structures identifiables dans les données.

4.3.2.2 La validation par les bouées météo-océaniques

Des mesures de bouées météorologiques opérées par les organismes suivants ont été récupérées (figure 4.11) :

- bouées du CETMEF (Centre d'études Techniques Maritimes et Fluviales) dans le Golfe du Lion,
- bouées de Météo France en mer Ligure (bouées "Lion" et "Nice"),
- diverses bouées de Puertos del Estados (Espagne) le long des côtes Catalanes.

Le but est de valider les simulations sur des séries temporelles longues obtenues par des mesures réelles et de mettre en évidence des biais éventuels. Les équivalents modèles des relevés des bouées ont été calculés online au cours de la simulation en utilisant la routine de mouillages virtuels « DIAMOR » de NEMO. Cette routine permet de réaliser des extractions de moyennes horaires des variables dynamiques au point de maille le plus proche de la bouée réelle. Ces points d'extraction sont visibles sur la figure 4.11. Certains d'entre eux apparaissent relativement éloignés des points de mesures réels (inférieur à la taille d'une maille), comme à Valencia ou à Cabo Begur, ce qui représente une source d'erreur additionnelle. Pour PSY2V3, les équivalents modèles ont été calculés en offline à partir de sorties journalières.

Il est dommage que le positionnement des relevés ne fournisse pas un meilleur échantillonnage des trajectoires lagrangiennes, ceux-ci étant surtout situés près des côtes, avec seulement deux mouillages au large (Nice et Lion). Les bouées de mesure ne possèdent également pas les mêmes instruments d'une à l'autre. Toutes les bouées fournissent de la SST à l'exception de Cabo Bégur et Dragonera, mais seulement les bouées de Puertes del Estado relèvent la SSS. À Espiguette, les séries temporelles sont largement incomplètes sur 2007-2008, ceci est sans doute causé par des pannes matérielles fréquentes.

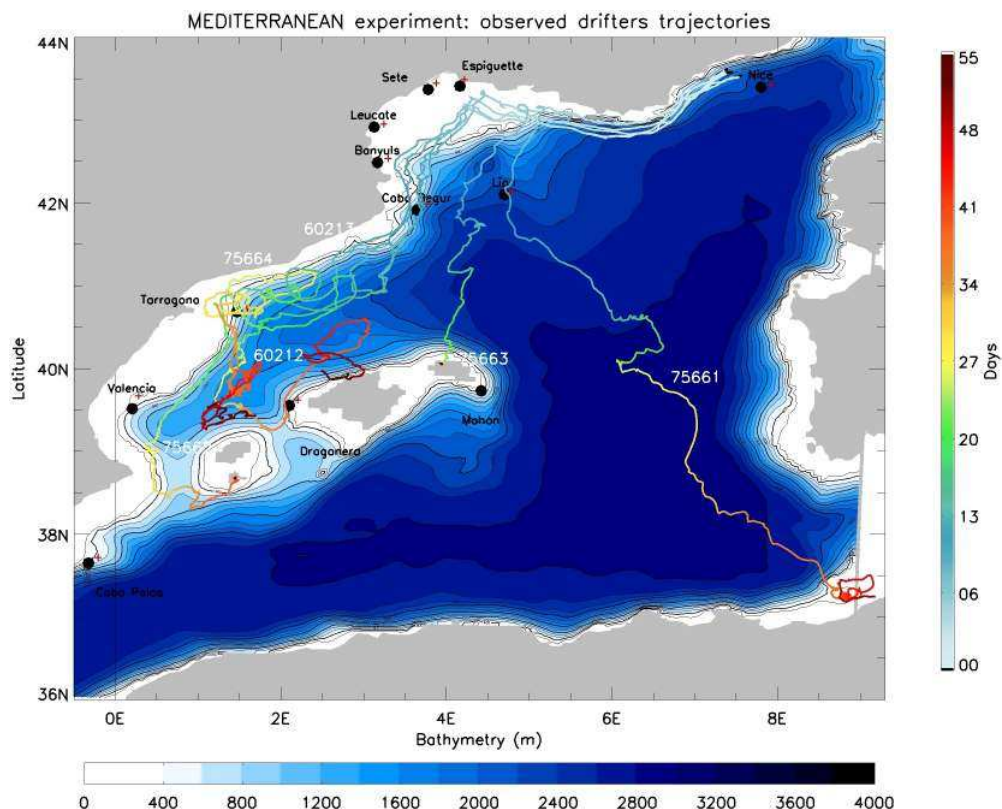


FIGURE 4.11 – Figure de synthèse de l'expérience de dérive MERSEA. Le fond de carte est la bathymétrie du modèle MEDWEST12. La trajectoire des bouées est coloriée en fonction des jours depuis leur mise à l'eau. La position des différents sites de mesures servant à la validation sont indiqués par un point noir, l'extraction du modèle réalisé par la comparaison (point le plus proche) est signalé par une croix rouge à proximité.

La figure 4.12 montre les séries temporelles de SST relevées au point de mouillage Lion (4.12(a)) et Tarragonna (4.12(b)) que l'on confronte à celles modélisées par les mouillages virtuels de PSY2V3, MEDWEST12 et MEDWEST36. Les figures du bas offrent une meilleure lisibilité en présentant l'évolution de l'écart RMS mensuel de la SST entre les valeurs simulées et observées.

Au large : au point de mouillage Lion (figure 4.12(a), 4.13(a)), il existe dès le début des simulations des erreurs relativement fortes pour les modèles régionaux (1.2 °C pour MEDWEST12 et 1.6 °C pour MEDWEST36). Celles-ci diminuent ensuite progressivement lors du refroidissement hivernal. Passée la première phase de l'hiver et jusqu'au début du printemps (mois de janvier à avril), l'écart aux observations reste faible et toujours inférieur au degré, sans doute à cause d'une homogénéisation de la couche océanique par l'action des vents qui génèrent du mélange et des flux de chaleur. Dès le début de l'été les modèles se comportent à nouveau mal et ont des difficultés à reproduire le réchauffement. Pour le mois d'août, le biais froid moyen est de -1.2 °C pour PSY2V3, -1.9 °C pour MEDWEST12 et -2.5 °C pour MEDWEST36. En automne, le biais change de signe et devient chaud : 1.2 °C pour PSY2V3, 1.9 °C pour MEDWEST12 et MEDWEST36. À ce mouillage, les modèles régionaux ont toujours des biais plus forts que l'opérationnel. À Nice (figure 4.13(b)), l'aspect de la série temporelle est similaire à Lion, mais les modèles régionaux

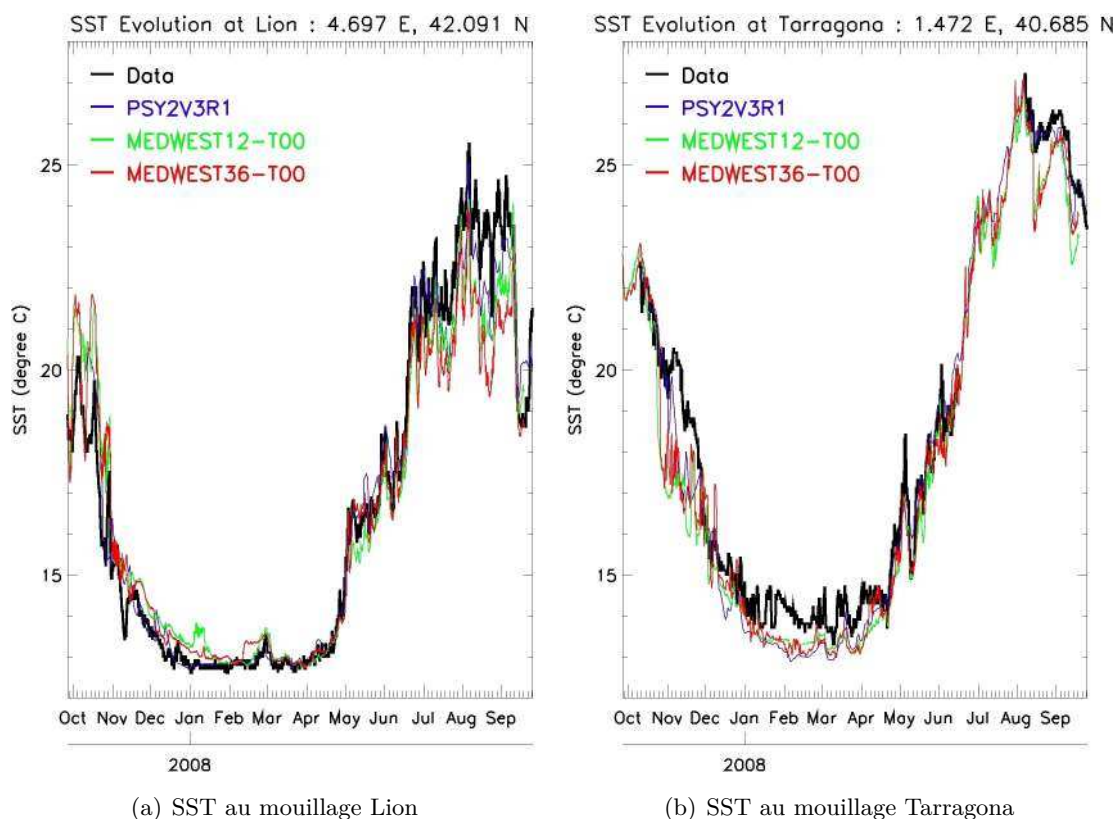


FIGURE 4.12 – Comparaisons des séries temporelles de SST aux points de mouillage Lion (a) et Tarragona (b). Les simulations évaluées sont MEDWEST12-T00 (vert), MEDWEST36-T00 (rouge) et le système opérationnel PSY2V3 (violet).

ont des écarts RMS plus faibles que PSY2 d'octobre à avril. C'est la zone de naissance du courant de pente et peut-être un indice supplémentaire d'une meilleure modélisation du LPC.

Sur le plateau du Golfe du lion : les relevés des mouillages côtiers (Sète (figure 4.13(d)), Leucate et Banyuls) montrent que PSY2V3 a toujours des erreurs plus faibles que les modèles régionaux sur le plateau. Il est assez difficile de plébisciter le $1/12^\circ$ ou le $1/36^\circ$, les comportements locaux étant assez différents. Nous ne nous étendrons pas sur la description des relevés de cette région, l'intérêt étant assez limité pour le parcours des bouées.

Dans la mer Catalane et la mer des Baléares : à Tarragona (figures 4.12(b)) et 4.13(c)), tous les modèles sous-estiment la température de surface d'octobre à janvier. La plus mauvaise estimation est réalisée en novembre avec une valeur de -1.5°C pour PSY2V3, -2°C pour MEDWEST36 et -2.4°C pour MEDWEST12. Passé janvier, tous les modèles sont assez équivalents avec une RMS mensuelle comprise en moyenne entre 0.5 et 0.7°C . À Valencia, les modèles régionaux se comportent mieux en début de simulation : 0.4°C pour MEDWEST12, 0.55°C pour MEDWEST36, 0.95°C pour PSY2V3, mais les tendances restent très variables. D'août à avril, PSY2V3 montre des meilleurs résultats ($\text{RMS} < 0.5^\circ\text{C}$ alors que les régionaux sont vers 0.7°C). L'étude de la salinité dans cette région (Tarragona, Valencia) montre que les RMS ont des gammes de valeurs de quelques

dixièmes de psu. PSY2V3 est toujours meilleur mais cela montre que l'advection des eaux en provenance de l'Ebre et du Rhône par le CN se fait correctement.

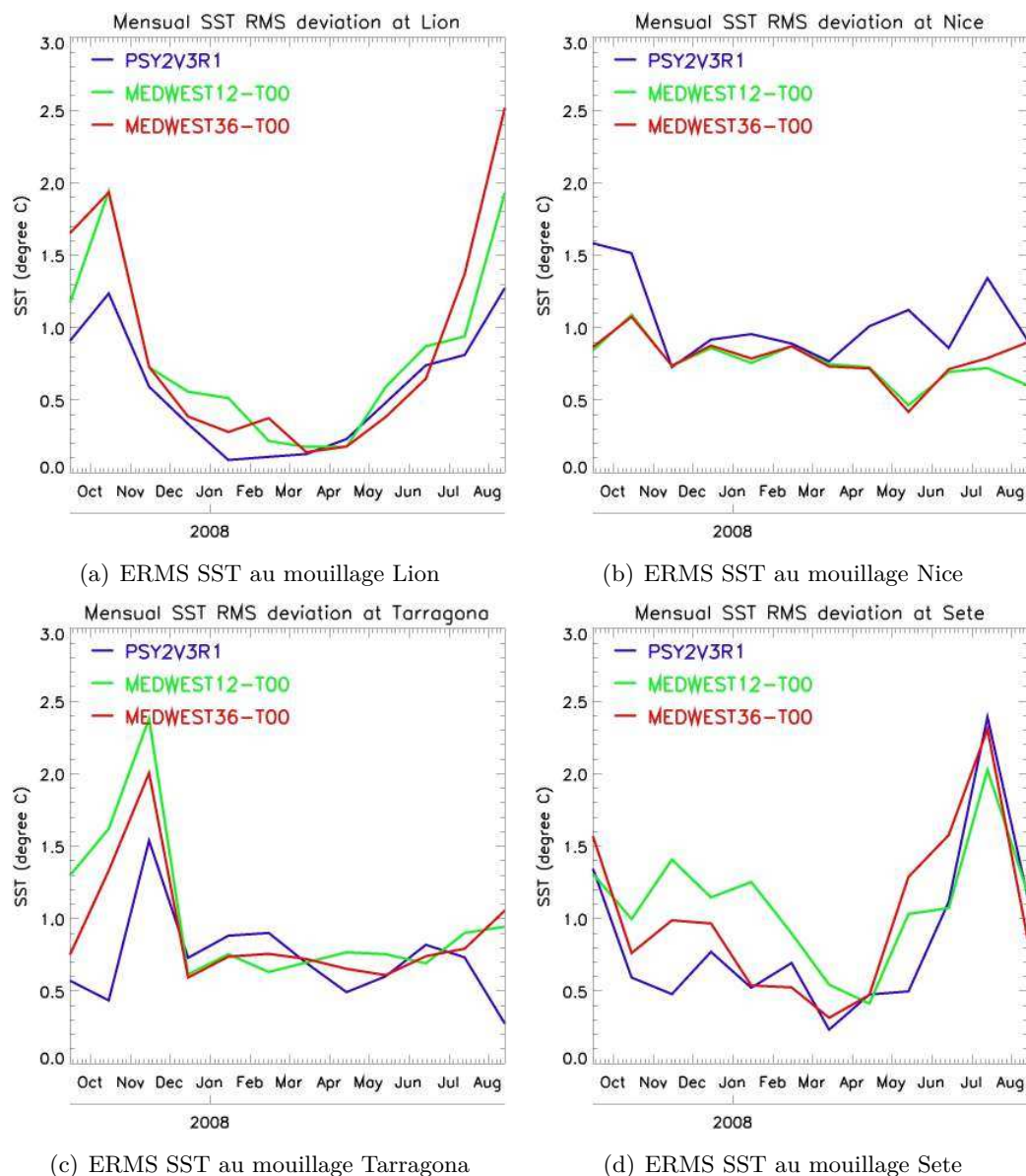


FIGURE 4.13 – Ecart RMS mensuelle des modèles à l'observation ($^{\circ}\text{C}$) aux points de mesure. Lion : (a), Nice : (b), Tarragona : (c) et Sete : (d).

B/ Validation de la variabilité du courant aux points de mouillage

Les points de mouillages de Tarragona, Valencia et Cabo Palos (côtes Catalanes) disposent également de courantomètres de surface. Après interpolation, les séries temporelles de vitesse mesurées et leurs équivalents-modèles ont été lissées par application de fenêtres glissantes de différentes largeurs. Le but de cette opération est de s'intéresser à des échelles spécifiques de variabilité, en utilisant des fenêtrages de 1 jour et 3 jours en plus du signal complet qui est à la fréquence horaire. Les séries de vitesses modélisées et observées sont ensuite projetées sur une base [amplitude, direction] et comparées aux séries relevées en

calculant un coefficient de corrélation.

Les tableaux 4.1 et 4.2 montrent les résultats obtenus, ceux-ci étant très mitigés. Cela n'a rien d'étonnant car les relevés sont situés très près de la pente, dans des eaux complexifiées par des phénomènes à méso-échelle côtiers. Pour l'amplitude, les corrélations les plus fortes concernent le régional 1/12 °. Elles oscillent entre 0.2 et 0.3 pour Tarragona et Valencia, et sont mêmes presque nulles et négatives pour Cabo Palos. Il est difficile de trancher d'un point de vue physique sur ces résultats, même si les résultats de l'analyse poussent à penser que les modèles régionaux s'en sortent mieux par rapport à PSY2V3. On aurait pu également s'attendre à une amélioration pour PSY2V3 lors du passage à des échelles temporelles de l'ordre de la journée qui est la fréquence naturelle des sorties du système. En direction, il est à nouveau difficile de dégager des tendances, les corrélations étant presque nulles. PSY2V3 se comporte par contre étonnamment mieux que les modèles régionaux à Cabo Palos avec des corrélations respectives de 0.176, 0.279 et 0.326 pour les diverses échelles alors que les régionaux ont des corrélations très faibles et négatives. Ces corrélations sont médiocres, et laissent à penser que les courants peuvent être mal représentés dans ces régions.

Sur la figure 4.14(b) est tracé un exemple de diagramme de dispersion obtenu entre les séries temporelles modélisées et observées pour PSY2V3 et pour MEDWEST36. Les valeurs pour PSY2V3 sont biaisées avec des valeurs de vitesses modélisées trop faibles.

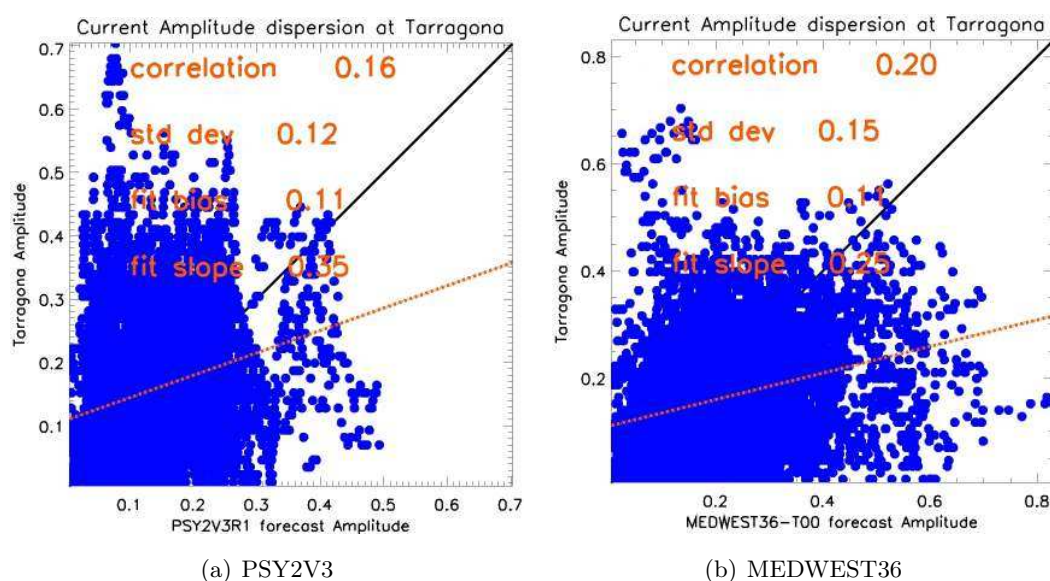


FIGURE 4.14 – Dispersion entre les séries de courant modélisés et mesurés à Tarragona pour PSY2V3 et MEWEST36. La courbe de régression linéaire ($Ax + B$) est tracée en orange, avec A la pente et B le biais. Ces valeurs sont indiquées au sein du graphe ainsi que la corrélation et l'écart type (standard déviation).

4.3.2.3 La validation du vent aux mouillages

La validation du vent est effectuée à partir des analyses opérationnelles de l'ECMWF. Le vent est un élément essentiel de la dynamique de surface sur une large gamme d'échelles

Corrélation du courant en <i>amplitude</i>				
	<i>Configuration</i>	<i>Corr. à 1h</i>	<i>Corr. à 1j</i>	<i>Corr. à 3j</i>
Tarragona 283.875 j	<i>MEDWEST12</i>	0.252	0.271	0.297
	<i>MEDWEST36</i>	0.200	0.188	0.228
	<i>PSY2V3</i>	0.164	0.208	0.265
Valencia 302.417 j	<i>MEDWEST12</i>	0.267	0.335	0.368
	<i>MEDWEST36</i>	0.246	0.267	0.301
	<i>PSY2V3</i>	0.026	0.029	0.040
Cabo Palos 245.125 j	<i>MEDWEST12</i>	-0.069	-0.135	-0.178
	<i>MEDWEST36</i>	-0.009	-0.039	-0.084
	<i>PSY2V3</i>	-0.008	-0.008	-0.015

TABLE 4.1 – Coefficients de corrélation en *amplitude* calculés sur les séries temporelles mesurées et modélisées. Les composantes zonales et méridiennes des vitesses (u,v) ont été projetées sur une base polaire (amplitude, direction). Les corrélations ont été réalisées tout d'abord sur des séries temporelles de base horaire, puis sur des séries filtrées à l'aide de moyennes glissantes de largeur correspondant à un jour et trois jours. Pour chaque bouée, la durée totale de la série mesurée est indiquée.

Corrélation du courant en <i>direction</i>				
	<i>Configuration</i>	<i>Corr. à 1h</i>	<i>Corr. à 1j</i>	<i>Corr. à 3j</i>
Tarragona 283.875 j	<i>MEDWEST12</i>	0.006	0.086	0.122
	<i>MEDWEST36</i>	-0.030	-0.043	-0.051
	<i>PSY2V3</i>	0.046	0.076	0.104
Valencia 302.417 j	<i>MEDWEST12</i>	0.036	0.119	0.145
	<i>MEDWEST36</i>	0.127	0.351	0.463
	<i>PSY2V3</i>	0.014	0.013	-0.010
Cabo Palos 245.125 j	<i>MEDWEST12</i>	-0.061	-0.044	-0.041
	<i>MEDWEST36</i>	-0.038	-0.076	-0.096
	<i>PSY2V3</i>	0.176	0.279	0.326

TABLE 4.2 – Équivalent au tableau 4.1, mais pour la *direction*.

synoptiques et locales. Sa variabilité est une contrainte majeure pour le courant de surface et par voie de conséquence l'entraînement des bouées (cf première section de ce chapitre). Cette partie s'assure que notre jeu de forçage atmosphérique est bien en accord avec les données disponibles en terme de variabilité.

Cette validation a été réalisée en suivant exactement le même protocole que pour la validation du courant. Il est à rappeler que la résolution du jeu de forçage atmosphérique est de 25 km de résolution horizontale avec des sorties moyennées à trois heures. Il n'y a pas eu de correction de vent effectuée pour se ramener à 10 m d'altitude comme la fourniture de l'ECMWF. Les données de Météo-France sont par contre bel et bien fournies à 10 m, mais peu d'informations sont disponibles sur la hauteur des points de mesure des stations de Puertos Del Estado qui pourraient ainsi être biaisées.

Le tableau 4.3 montre les résultats obtenus en amplitude et en direction pour chaque point de mesure. En amplitude, les corrélations sont très bonnes, avec des scores importants même pour un signal horaire (entre 0.75-0.89). L'orographie joue certainement un rôle particulier près des côtes Catalanes (Cabo Bègur, Tarragona, Valencia), que la grossièreté du maillage du champ atmosphérique ne peut sans doute résoudre correctement. Cela se voit sur les coefficients de corrélation en direction à haute fréquence qui passent d'environ 0.65 au large à 0.45 près des côtes.

La figure 4.15 permet de consulter les séries de vent obtenues pour la bouée Lion ainsi que le résultat des différents lissages temporels effectués sur celle-ci. Elle permet également d'étudier la variabilité du vent au large. Pour toute la période, le régime moyen est de sud-est (135 °). Des violents coups de Mistral et Tramontane d'amplitude supérieure à 15 m/s (en provenance du nord/nord-ouest) se produisent au long de l'hiver, mais aussi l'été avec des amplitudes moindres (~ 12 m/s). La principale série de coups de vent qui impacte les données apparaît clairement sur les signaux complets les 18-20 octobre.

Nous détaillerons peu les autres sites. À Tarragona et à Valencia, le vent est en moyenne moins puissant (5, 6 m/s) avec une direction générale vers le sud/sud-est. Des rafales sont également possibles vers l'est et l'ouest, avec des amplitudes supérieures à 10 m/s. Au point de mouillage Nice, le régime a une amplitude à peu près similaire mais est de nord-est, avec des coups de vent fréquents dans la direction opposée.

4.3.2.4 Les conclusions sur la validation

Cette sous-section a montré que les simulations de références reproduisent correctement la circulation générale typique de la Méditerranée, avec les principaux courants de bords tels que le LPC et l'AC. Sur une échelle mensuelle, le centre du bassin est de plus le théâtre d'une activité tourbillonnaire avec des structures d'une centaine de km de large environ pour les prévisions de novembre 2007.

Une étude portant sur la taille des structures minimales pouvant être représentées par les maillages aux $1/12^\circ$ et $1/36^\circ$ illustre le gain apporté par la haute résolution sur le plateau du GoL, en mer Ligure, en mer Catalane ainsi qu'en mer des Baléares. Au cours des simulations de référence, les différences entre le $1/12^\circ$ et le $1/36^\circ$ portent effectivement

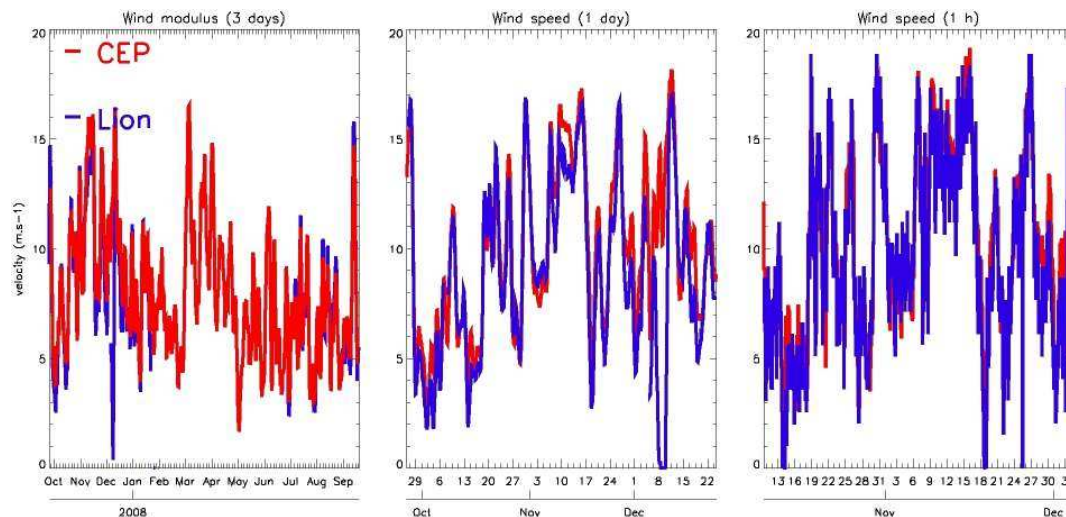
sur ces échelles, mais pas seulement à cause d'une interaction des plus petites vers les plus grosses, comme cela est visible sur la dynamique modélisée du LPC.

La SST satellite a permis de valider les structures frontales des simulations de référence. Les écarts entre celles-ci et l'observation restent faibles, et ceci même après plusieurs mois de simulations et en dépit du manque d'assimilation. Des co-localisations de variables modélisés à des mesures de points spécifiques de la zone ont mis en évidence des biais de température qui restent faibles (inférieurs au °C), hormis en dehors des changements saisonniers.

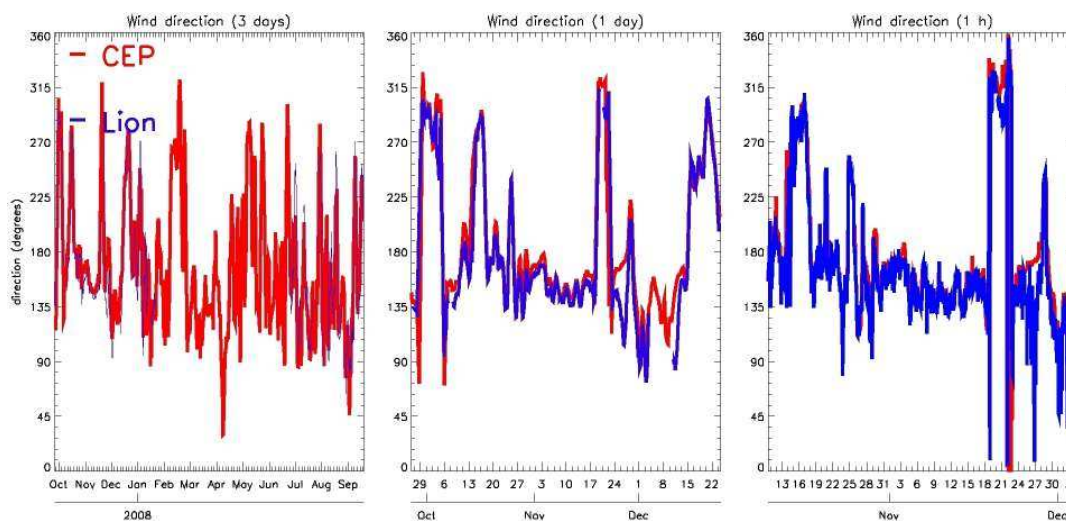
L'étude sur la validité du forçage atmosphérique du CEP est très satisfaisante aux différents points de mesure disponibles. Les incertitudes sur ce forçage apparaissent alors faibles. Les épisodes de Mistral et Tramontane sont sans peine identifiables, et correctement phasés dans les données mesurées par la bouée Lion. En revanche, la qualité du forçage diminue légèrement en zone côtière, avec de possibles écarts en direction et en amplitude.

Corrélation du vent CEP aux mâts			
	<i>Corr. à 1h</i>	<i>Corr. à 1j</i>	<i>Corr. à 3j</i>
Lion 197.167 j	0.894 <u>0.685</u>	0.962 <u>0.899</u>	0.965 <u>0.936</u>
Nice 334.000 j	0.875 <u>0.646</u>	0.962 <u>0.871</u>	0.972 <u>0.911</u>
Cabo Begur 160.250 j	0.824 <u>0.447</u>	0.922 <u>0.657</u>	0.937 <u>0.663</u>
Tarragona 342.208 j	0.764 <u>0.488</u>	0.917 <u>0.762</u>	0.932 <u>0.776</u>
Valencia 332.042 j	0.759 <u>0.598</u>	0.925 <u>0.860</u>	0.943 <u>0.914</u>
Cabo Palos 344.750 dj j	0.829 <u>0.724</u>	0.950 <u>0.908</u>	0.966 <u>0.926</u>
Cabo Gata 177.833 j	0.853 <u>0.747</u>	0.954 <u>0.934</u>	0.964 <u>0.962</u>
Dragonera 240.125 j	0.690 <u>0.589</u>	0.835 <u>0.934</u>	0.858 <u>0.872</u>
Mahon 329.292 j	0.843 <u>0.749</u>	0.950 <u>0.943</u>	0.967 <u>0.964</u>

TABLE 4.3 – Coefficients de corrélation des équivalents modèles des analyses de vent aux séries temporelles des mâts instrumentés. Les corrélations ont été réalisées dans un premier temps sur des séries temporelles horaires, puis dans un second temps sur des séries filtrées à l’aide de moyennes glissantes de largeur 1 jour et 3 jours. Les composantes zonales et méridiennes des vitesses (u , v) ont été projetées sur une base polaire (amplitude, direction). Les corrélations en amplitude sont sur la première ligne et les valeurs de la seconde (soulignées) concernent les corrélations en direction. Pour chaque point de mesure, la durée totale de la série temporelle mesurée est renseignée.



(a) Série temporelle à Lion en amplitude



(b) Série temporelle à Lion en direction

FIGURE 4.15 – Série temporelle relevée à Lion comparée aux analyses du CEP. Le panneau du haut représente l'amplitude du vent et le panneau du bas sa direction. Chaque panneau se subdivise en trois figures qui correspondent aux séries temporelles moyennées à 3 jours, moyennées à 1 jour et obtenues par interpolation sur une base horaire. Pour les figures s'intéressant aux échelles de la journée et de l'heure, un zoom est réalisé. La direction est référencée selon les critères OMM ($0^\circ = \text{N}$, $90^\circ = \text{E}$).

4.4 Co-localisation des trajectoires des bouées à partir des sorties du modèle d'océan : étude de performances eulériennes

Cette section propose une première validation des courants sous la forme d'équivalents modèles ou *colocalisations* des trajectoires des bouées en espace et en temps. Il s'agit ici toujours d'une approche eulérienne, basée sur une extraction temporelle du champ de vitesse journalier aux mailles traversées par les bouées. Il faut garder à l'esprit que comparer des vitesses eulériennes moyennes (dans le volume de la maille et à la fréquence de sortie) à un signal de vitesse lagrangien réel qui contient des échelles beaucoup fines est un exercice d'évaluation sévère pour un modèle océanique. C'est aussi un premier bilan des biais de vitesse modèle sur les premiers instants clés pour contraindre une prévision de dérive à proprement dite. Ces problématiques sont étudiées sous des aspects angle/intensité, car cette base semble plus parlante que d'utiliser des composantes des vitesses classiques (u,v) pour des aspects lagrangiens. Suite au calcul des équivalents modèles aux trajectoires, divers diagnostics peuvent être étudiés.

4.4.1 La déviation angulaire

La figure 4.16(a) présente une carte de la déviation angulaire obtenue entre les trajectoires observées et celles colocalisées à partir de la simulation MEDWEST12 de référence. Ce diagnostic permet de repérer rapidement les endroits où le modèle est en désaccord avec la donnée et d'essayer d'y rattacher des phénomènes locaux.

Les écarts faibles sont de couleur grise avec des valeurs inférieures à 10° . Ils sont majoritairement localisés le long de la pente et associés au transport par le LPC. On remarque également assez nettement la signature du BC. Pour un courant de 40 cm/s, qui est une valeur typique des vitesses de surface du LPC, une erreur angulaire de 10° représente pour une journée de transport une distance de séparation de 6 km. Par contre, les erreurs deviennent plus importantes dès le déclenchement de l'épisode de vent, surtout pour les deux bouées les plus en retard. Le modèle fournit des directions trop dirigées vers la côte, sans percevoir les processus provoquant le décrochage des bouées. L'écart est de l'ordre de 60° , mais celui se réduit en quelques heures.

Lors de la phase d'entraînement suivant les coups de vent, il arrive que des changements de signe au niveau de l'angle se produisent avec des erreurs relativement importantes, en particulier pour les bouées du large. Pour la bouée centrale, les écarts deviennent très importants passé 42°N et sont presque à contre sens. Les courants du modèle sont dirigés vers l'ouest alors que le parcours est plein sud. À cet endroit, la vitesse du modèle est de l'ordre de 20 cm/s, avec une déviation à angle droit. Une journée d'intégration avec cette erreur angulaire provoquerait une distance de séparation importante de 24.4 km. La bouée la plus au large montre également des erreurs importantes lorsqu'elle réalise les écarts relatifs au tourbillon méso-échelle central (section 4.3.1).

Les écarts angulaires sont plus modestes pour les bouées "de pente" sauf au niveau du passage des côtes Catalanes où se produisent les cycloïdes. ce comportement a été relié

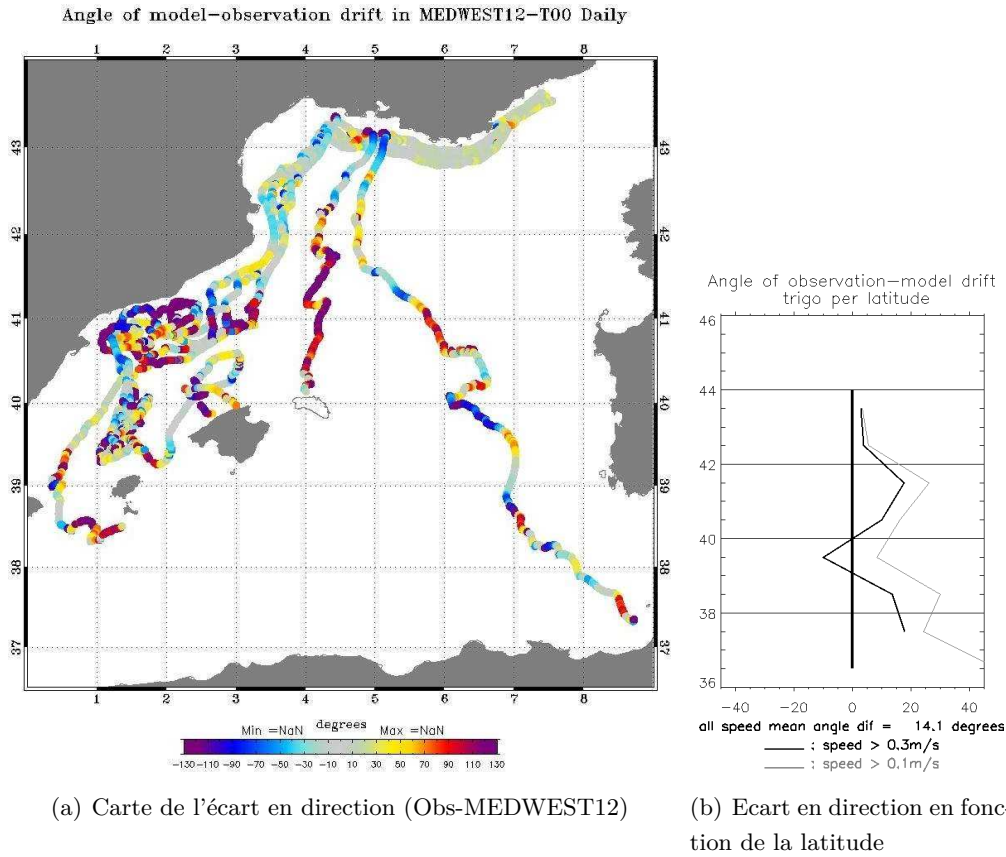


FIGURE 4.16 – Études des colocalisations angulaires pour une colocalisation journalière à partir de MEDWEST12. (a) : Carte de l'écart en direction (obs-modèle) calculé sur la trajectoire des bouées. Les directions sont référencées sur une base $(-180^\circ, 180^\circ)$ avec le 0° à l'est. Une valeur positive pour l'écart (resp. négative) signifie que le modèle est à gauche (resp. droite) de la donnée. (b) : Écart en direction projeté en fonction de la latitude. Le calcul est effectué pour deux critères de vitesses observées : > 0.3 m/s en gras et > 0.1 m/s en gris.

précédemment à des tourbillons, mais ceux-ci ne sont pas ici modélisés. Les directions sont alors très mauvaises, avec des contre-sens lors des rotations. Quand le courant porteur est rapide et laminaire, les modèles sont moins éloignés des observations.

La figure 4.16(b) présente la même information en la moyennant en fonction de la latitude. Les séries de vitesses sont ici filtrées en conservant uniquement les colocalisations correspondantes à des vitesses observées supérieures à 10 cm/s. Une seconde série est également réalisée en conservant uniquement les vitesses observées supérieures à 30 cm/s. Les vitesses des bouées inférieures à 10 cm/s peuvent en effet contenir du bruit d'observation qui parasiterait l'analyse, et il est également utile de vérifier si les grandes vitesses présentent moins d'erreur que les petites.

La bande de latitude supérieure à 42°N correspond à la première phase de transport par le LCP avec un écart angulaire moyen de l'ordre de 5° . Au sein de la bande centrale (40°N , 42°N) se produisent des écarts entre 5° et 15° pour les grandes vitesses alors que ceux-ci s'étendent jusqu'à 25° pour les petites. Ce pic d'erreur est plutôt associé aux

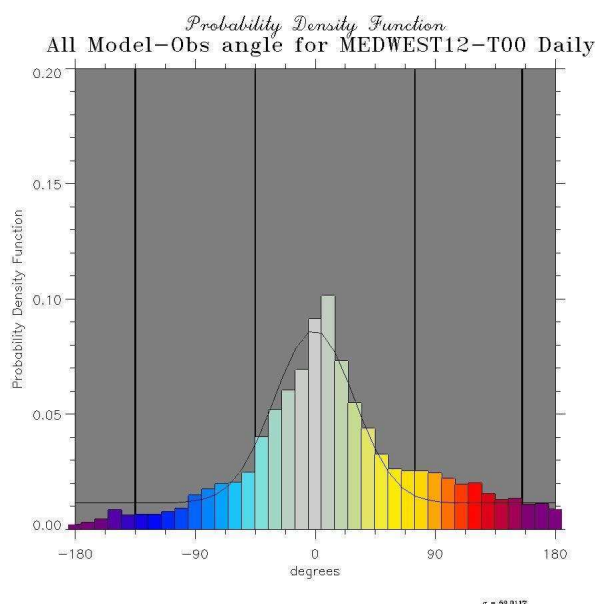


FIGURE 4.17 – Fonction de répartition de l'écart angulaire en considérant des échantillons de 5° . À la distribution est superposée une régression gaussienne de la série, ainsi que les premiers et seconds écart-types (barres verticales).

directions modélisés qui sont à l'inverse des observations pour la bouée dérivant au centre qu'aux effets des tourbillons près des côtes Catalanes. À 39.5°N , le biais angulaire change de signe pour devenir négatif pour les grandes vitesses, le courant est alors trop dirigé vers la gauche. Cet effet est uniquement causé par la bouée du large la plus à l'est. L'écart moyen de l'angle pour l'ensemble de la série de vitesse ($> 10\text{ cm/s}$) est de 14.1° .

La figure 4.17 montre la distribution de l'écart angulaire. Elle est représentative du biais général avec une distribution gaussienne excentrée vers la droite et une médiane située à $+5^\circ$ pour 10 % des occurrences. Les erreurs supérieures à 90° montrent un déséquilibre d'occurrence vers la droite et sont probablement en lien avec un biais de réponse au vent des courants prévus.

4.4.2 L'intensité des vitesses

La figure 4.18(a) montre le diagramme de dispersion obtenu en traçant les vitesses des colocalisations en fonction de l'observation. La grande majorité des points reliant ces deux quantités sont situées au-dessous de la droite identité. Ceci montre très clairement que les vitesses modèles sous estiment presque toujours la vitesse des bouées. Les maximas de vitesses observées sont autour de 65 cm/s alors qu'elles ne dépassent presque jamais les 40 cm/s pour les courants modélisés. Un modèle linéaire de régression fournit une pente de 0.29 avec un biais de 0.04 cm/s . Le modèle de régression cubique n'est en revanche pas pertinent pour relier ces deux quantités entre elles.

La figure 4.18(b) montre le ratio obtenu en divisant les vitesses colocalisées par la vitesse des données et en projetant la série en fonction de la latitude. En considérant les vitesses observées supérieures à 10 cm/s , la courbe obtenue est proche de 0.6, ce qui montre qu'il faudrait multiplier les vitesses du modèle par un peu plus de 1.5 pour retrouver une

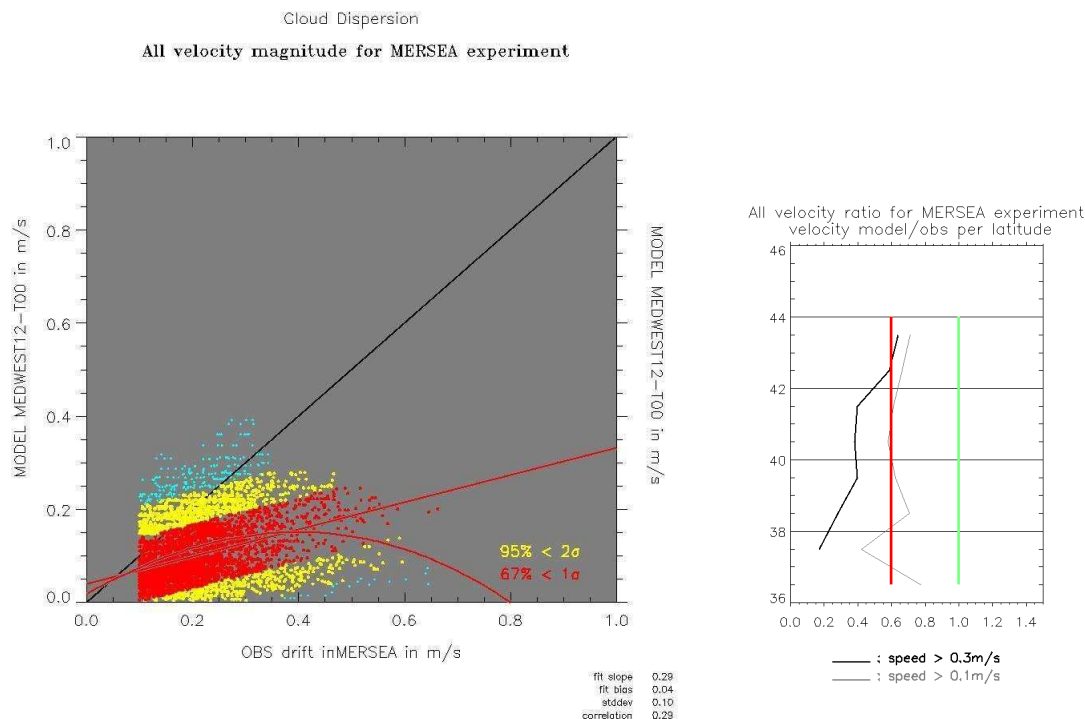


FIGURE 4.18 – 4.18(a) : Dispersion du module de la vitesse entre les colocalisations issues de MEDWEST12 et l'observation. La courbe en rouge est une régression linéaire de type $aX + b$, où a est la pente de la régression ($fitslope = 0.29$) et b le biais ($fitbias = 0.04$). Sont également renseignées la déviation standard ($= 0.1$) et la corrélation ($= 0.29$). Le nuage de point est colorié suivant sa distribution dans le premier écart type (rouge), dans le second (jaune) et en dehors (bleu). Pour une distribution normale (gaussienne), en moyenne 68 % des réalisations sont situées dans le premier écart type et 95 % dans le second. Uniquement les séries de vitesse observées supérieures à 0.1 m/s ont été conservées. 4.18(b) : Ratio entre la vitesse des équivalents modèles et les observations moyennées sur la latitude, pour les observations supérieures à 0.1 m/s (gris) et $>$ à 0.3 m/s (gras). Sur les courbes sont également indiquées les lignes de ratio égales à 1 (vert) et 0.6 (rouge).

Dispersion (modèle-obs) des composantes colocalisées MEDWEST12				
	<i>Pente regr.</i>	<i>Biais regr.</i>	<i>Ecart type</i>	<i>Corrélation</i>
U	0.27	-0.06	0.28	0.51
V	0.15	-0.08	0.27	0.27

TABLE 4.4 – Caractéristiques statistiques du couple formé par les composantes U et V (zonale et méridienne) de la vitesse des bouées et de leurs équivalents modèles. Les deux premières colonnes sont les coefficients d'une régression linéaire de type : Modèle = Pente \times Obs + Biais.

intensité proche de l'observation. Les grandes vitesses sont particulièrement mal représentées, en particulier entre 38 et 40 °N, là où les déviations angulaires sont importantes. Il sera confirmé dans la figure 4.19(a) que ce biais est surtout lié au trajectoires du large qui sont plus soumises au vent qu'à la turbulence méso-échelle.

Preuve supplémentaire, le tableau 4.4 fournit une étude similaire sur les composantes de la vitesse. La composante zonale est plus en accord avec la donnée, avec une corrélation de 0.51 contre 0.27 pour la composante méridienne. Le modèle manque clairement d'énergie dans la direction sud. La régression linéaire donne une pente de 0.27 contre 0.15 avec un biais de 0.06 contre 0.08 (en valeur absolue).

4.4.3 La caractérisation de l'erreur totale

La suite logique des études précédentes est de déterminer le champ de vitesse qu'il faudrait rajouter au modèle pour être plus proche des vitesses observées. Une cartographie de l'erreur totale de vitesse peut être réalisée à l'aide une méthode d'interpolation par triangulation de Delaunau. Toutes les informations obtenues par chacune des bouées sont ainsi cumulées sur une zone fixée à 0.5 ° autour des trajectoires. Le champ bidimensionnel généré est visible sur la figure 4.19(a). Cette carte est sujette aux mêmes commentaires précédents, mais donnent comme renseignement supplémentaire que l'intensité des vitesses modélisées est relativement correcte en mer des Baléares.

Un outil de décomposition basé sur le théorème d'Helmhotz a ensuite été utilisé pour séparer le champ d'erreur en sa partie rotationnelle (Ψ) et en sa partie divergente (Φ). Cet outil a été développé par Eric Greiner.

D'après le théorème d'Helmhotz, tout champ vectoriel \mathbf{U} de composante (u, v) est séparable selon [Shuka et Saha, 1974 [135]] :

$$\vec{U} = \vec{k} \wedge \vec{grad}(\Psi) + \vec{grad}(\Phi) \quad (4.4)$$

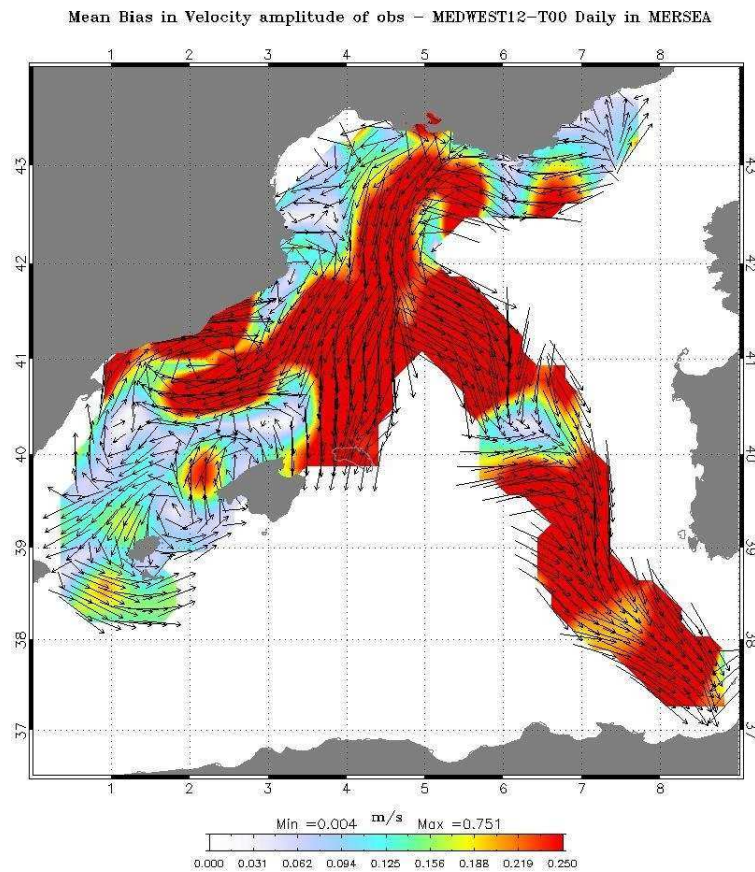
$$\Delta\Psi = \xi \equiv \vec{k} \cdot \vec{rot}\vec{U} \quad (4.5)$$

$$\Delta\Phi = D \equiv \text{div}(\vec{U}) \quad (4.6)$$

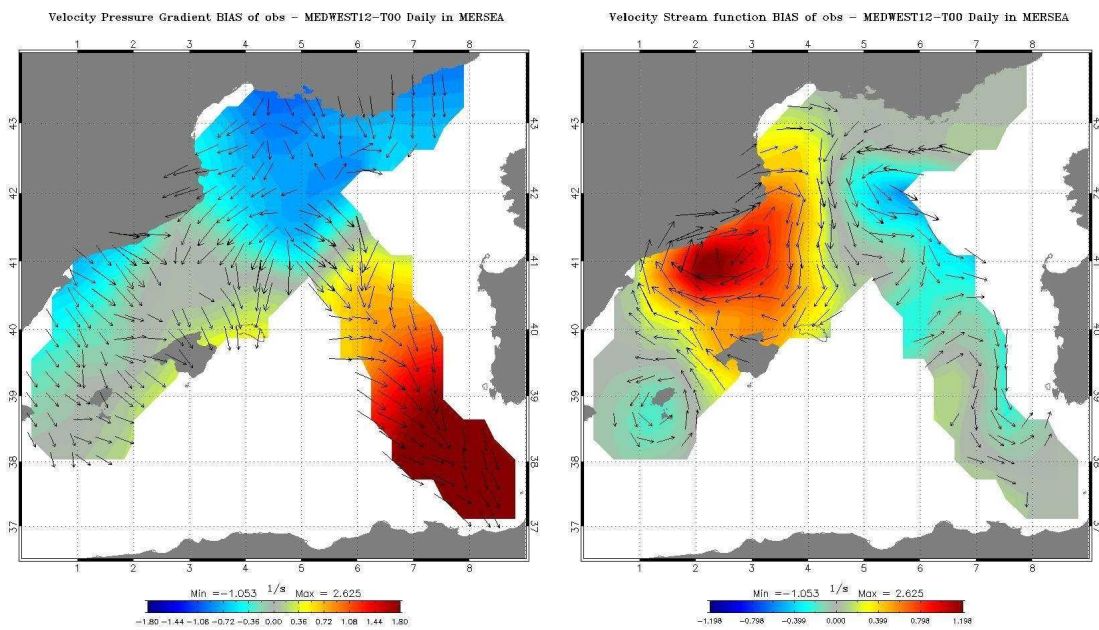
L'erreur totale est alors décomposée d'une part en mouvements rectilignes, qui sont à priori en lien avec le gradient de pression (Φ), puisque c'est le potentiel scalaire qui conduit les mouvements océaniques, et d'autre part en mouvements rotatoires (Ψ) qui s'apparentent aux tourbillons ou aux contraintes de cisaillement.

Les champs Φ et Ψ sont obtenus en résolvant leurs équations de Poisson respectives et en imposant une valeur nulle aux bords du domaine de calcul. Il faut faire attention à la convention utilisée ici, car le gradient est de signe positif. Cela implique que le champ de vecteur Φ ne sera pas à contre gradient contrairement à ce qui se passe habituellement dans la nature. La résolution de l'équation implique un comportement identique pour la partie rotationnelle : un signe positif de Ψ correspond alors à une vorticité anticyclonique.

La partie divergente du biais est visible sur la figure 4.19(b). Il manque en effet aux vitesses des comportements vers le sud-est, avec les maxima de gradients situés vers 41 °



(a) Cartographie de l'erreur totale de vitesse



(b) Partie irrotationnelle de l'erreur totale

(c) Partie non divergente de l'erreur totale

FIGURE 4.19 – Cartographie de l'erreur totale et de sa décomposition en partie non divergente et irrotationnelle. L'erreur totale est ici un champ de vecteur dont l'intensité est comprise entre 0 et 1 et qui tient compte des directions à corriger.

N. On voit également apparaître plus clairement les effets du vent présents au niveau de la côte Catalane (voir le champ de vent moyen de novembre, figure 4.4 page 113).

La partie rotationnelle du biais est visible sur la figure 4.19(c). L'entraînement par le vent associé aux rotations en mer des Baléares met en évidence deux dipôles de vorticité. Le dipôle de droite a une forme allongée vers le Sud Est, on peut y reconnaître dans sa forme les écarts réalisés par la bouée la plus à l'est. Le dipôle de gauche a une forte composante anticyclonique qui englobe tous les phénomènes tourbillonnaires des Baléares. Un biais de vorticité positif est également présent au niveau d'Ibiza.

4.4.4 Les efforts pour discriminer la contribution du vent de celle du courant

L'étude de colocalisation indique que le vent serait le principal responsable des biais de vitesse. Il reste également une incertitude sur l'entraînement direct des bouées par celui-ci : le windage. Les bouées PTR sont connues pour dériver avec un entraînement additionnel de 3 % de la vitesse du vent à 10 m, et dans une direction relativement proche de celui-ci (voir section 3.1.4.2, page 42). Pour un vent de 12 m/s, ordre de grandeur des vents durant l'expérience (voir figure 4.5, page 115), cela représente une vitesse additionnelle d'environ 35 cm/s (!).

Il peut être possible d'estimer la contribution potentielle du vent en utilisant un jeu de donnée supplémentaire issue d'une colocalisation des vents aux données. Les champs de vents utilisés sont à nouveau les analyses journalières du vent à 10 m de l'ECMWF.

La première question qu'il convient de se poser est de savoir à quel moment le vent est aligné avec le courant sur les trajectoires observées. Cela peut par exemple se produire lors de la réponse impulsionnelle des couches de surface ou être un caractère très local, comme par exemple en mer Ligure où le vent souffle souvent dans la direction d'écoulement du LPC. Dans ce type de situation, il devient alors difficile de séparer l'action du vent de celle du courant.

La figure 4.20 montre l'écart angulaire obtenu entre les vents et courants modélisés au moment du passage des bouées. Le courant et le vent sont alignés à de nombreux endroits, en particulier le long de l'extension du LPC. Les colocalisations sont en grande partie en accord avec le vent moyen (voir figure 4.4). Il y a cependant une exception en début de parcours à (6.5E, 43  N), où un vent très localisé souffle en direction de la côte alors que le courant reste dans la direction moyenne du courant de pente. Juste après les rafales de Mistral et de Tramontane, le vent se décale du courant d'environ 60 à pour les trajectoires de pente, et jusqu'à 90   pour celles plus au large (le courant est alors à droite du vent). Passé 42  N et pour la trajectoire de la bouée dérivant au centre, le vent souffle vers le sud, alors que le courant est plutôt dans la direction opposée. Pour la trajectoire la plus à l'est, les écarts sont situés de part et d'autre des déviations. Pour les trajectoires de pente, les écarts importants ont à nouveau lieu dans la zone des Baléares et à la sortie du LPC par le canal d'Ibiza.

Ces informations acquises, une façon simple de dresser un bilan sur le transport incriminé tantôt par le vent, tantôt par courant, est d'effectuer un changement de base en

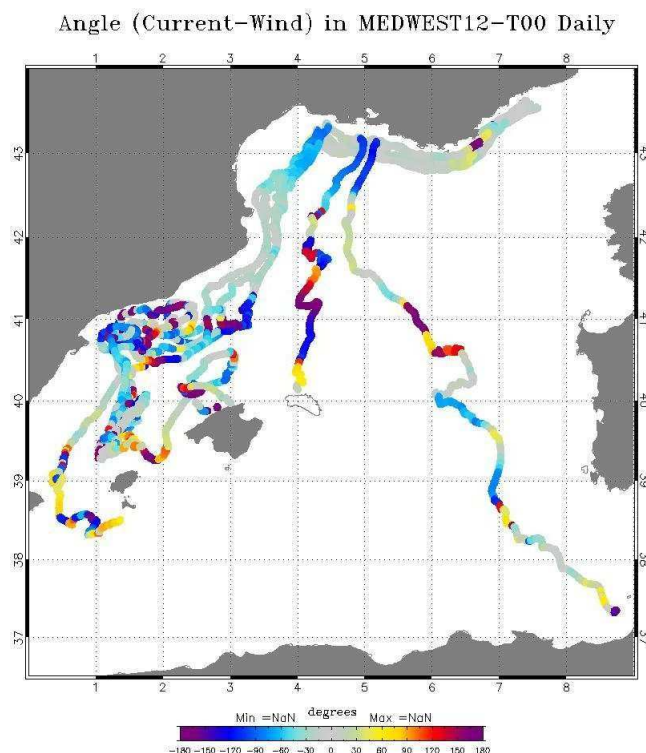


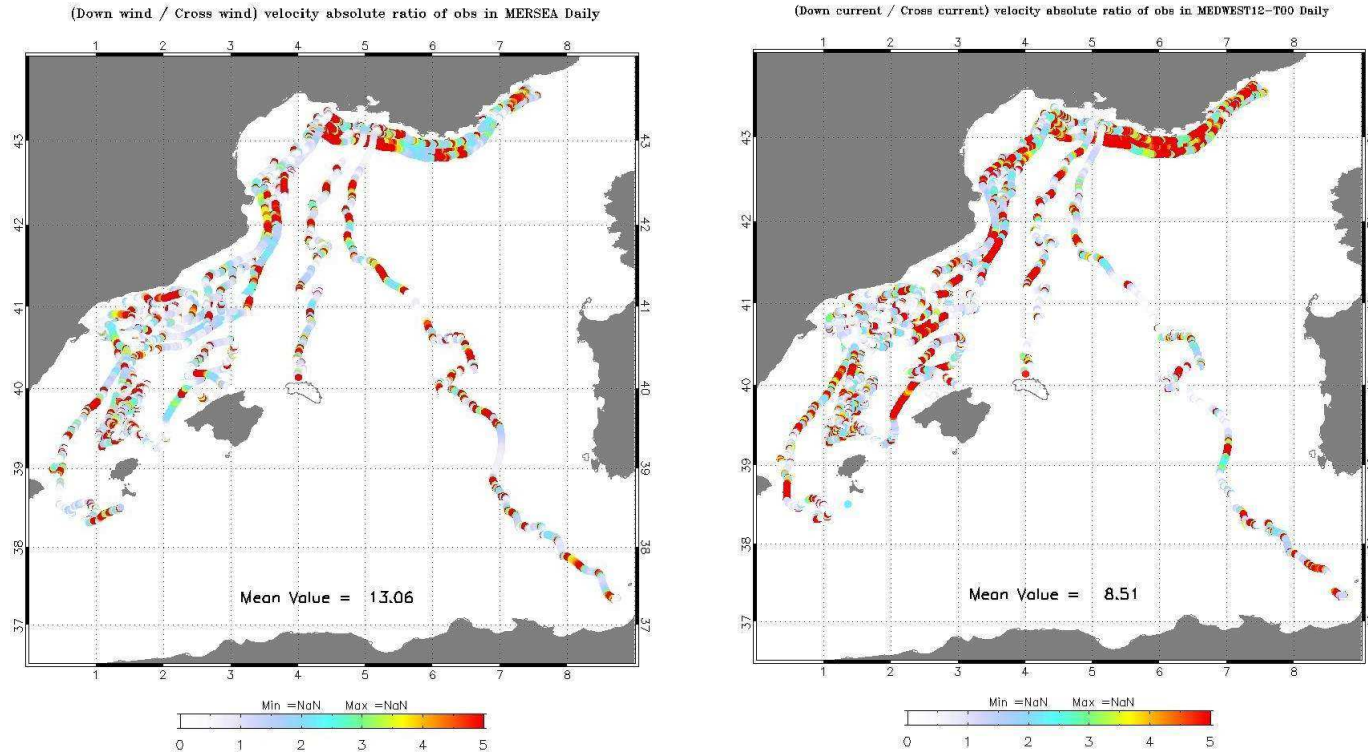
FIGURE 4.20 – Écart angulaire entre les vents et les courants modélisés le long des trajectoires.

projetant les composantes de la vitesse observée dans un repère lié au vent, et de faire la même opération avec un repère lié au courant. En pratique, il suffit d'appliquer une matrice de rotation sur les composantes de vitesse avec un angle correspondant à l'orientation du vent ou du courant colocalisé. Ceci permet de distinguer les régimes où la bouée progresse dans la direction du vent ou du courant. Lorsque la composante transverse est la plus importante, il est légitime de penser que ce n'est pas le terme principal du transport et vice et versa.

Les figures 4.21(a) et 4.21(b) montrent le rapport des composantes colinéaires sur les composantes normales des vitesses projetées dans les bases respectives du vent et du courant. Une interprétation angulaire est donnée dans la légende des figures et permet d'avoir une meilleure représentation du diagnostic. Un ratio de 3 signifie par exemple que l'angle du vecteur vitesse des bouées est localement écarté de 18° du champ (vent ou courant) considéré.

Ce diagnostic n'est cependant pas aisé à interpréter, car il croise les erreurs de modélisation et d'observation. De plus, si on veut effectuer la comparaison entre les deux cartes, il convient de s'assurer que le courant et le vent sont dans des directions différentes. En effet la même information (module de vitesse des bouées) serait projetée dans une direction à peu près équivalente, ce qui serait non conclusif.

Pour le courant (figure 4.21(b)), la distribution du rapport est en accord avec les éléments précédemment mis en place. Il est plus fort le long du courant de pente et sur une petite partie du courant des Baléares, et plus faible sur les trajectoires du large et la zone tourbillonnaire. Comme le diagnostic contient une interprétation d'erreur angulaire,



(a) Projection dans la base vent : composante colinéaire / composante normale
(b) Projection dans la base courant : composante colinéaire / composante normale

FIGURE 4.21 – (a) : Rapport absolu entre les composantes colinéaires et normales de la vitesse des bouées projetées dans la base locale du vent (analyses ECMWF). La même quantité est calculée pour le courant MEDWEST12-T00 : (b). Un rapport fort signifie que la composante dans la direction du vent (ou courant) est plus importante que celle de la direction transverse, ce qui met en évidence un entraînement probable. Cet indice correspond également à un angle (non signé) pris entre les bouées et le vent local (ou le courant local). Les correspondances sont les suivantes : ratio de 1 = angle de 45 °, 2 = 26.5 °, 3 = 18.5 °, 4 = 14 °, 5 = 11 °.

cette carte est très semblable à la carte 4.16(a). Si l’on regarde uniquement la valeur de la vitesse observée projetée dans la direction du courant (non montrée), il est possible de voir que les bouées ont presque toujours une composante dans la direction du courant modélisé, sauf pour les épisodes turbulents de la mer des Baléares, et pour la bouée centrale pendant la phase de descente vers le sud.

La figure 4.21(a) s’intéresse au même diagnostic mais en fonction d’une base évoluant dans la direction du vent. Des comportements équivalents au courant peuvent se retrouver, mais pas toujours. Une certaine complémentarité existe par endroit. Pour la bouée centrale par exemple, la valeur du ratio est plus forte pour le vent dans toute la partie sud, alors qu’il est inférieur à l’unité pour le courant. Pour la trajectoire à l’extrême droite (bouée 75661), c’est le même constat dès que la courbure devient importante, sans doute en lien avec l’action conjointe du tourbillon de bassin et du champ de vent.

Un autre point qu’il est important d’essayer de clarifier est de répondre à la question : *dans quelle mesure s’attend-on à ce que le vent agisse sur les bouées?* Certains auteurs renvoient à l’ajout d’une fraction de la vitesse du vent à 10 m W_{10} de 3 % (e.g. [Huang et Monastero, 1982 [62]]) avec un modèle de type :

$$U_{bouee} = U_{courant} + \frac{3}{100}W_{10} \quad (4.7)$$

La signification physique de ce terme de transport additionnel est une prise au vent, mais étant basé sur des mesures empiriques, il est envisageable qu’il puisse contenir en partie les effets de la dérive de Stokes. Une estimation numérique est alors possible à partir du jeu total de données colocalisées.

La vitesse résiduelle des bouées correspond aux vitesses observées soustraites de celles des courants modélisés. Elles peuvent être toujours décomposées dans une base en rotation par rapport au vent en ne s’intéressant uniquement qu’à la série projetée dans sa direction. Il suffit ensuite d’utiliser un modèle de régression linéaire en reliant cette quantité avec la série temporelle colocalisée du vent à 10 m divisée par un facteur 100. Si tout était parfait et non biaisé, on espérerait trouver une fraction de l’ordre 3 % associée d’une composante résiduelle transverse au vent nulle.

La figure 4.22 présente le résultat de ce test. D’après notre jeu de données, la prise au vent serait de 2.24 % du vent à 10 m avec un biais de -5 cm/s.

Il est à noter que la valeur du biais est égale à environ 1/3 de la valeur maximale du vent de la série, ce qui est assez important. Ce calcul a été considéré en enlevant les vitesses observées dont l’intensité est inférieure à 10 cm/s, mais en permettant toutes les valeurs possibles pour le vent modélisé. Ce résultat est sans doute assez éloigné de la réalité puisqu’à nouveau on utilise l’ensemble du jeu de données modélisées et observées, avec les interactions d’erreur associées. Pour preuve de l’erreur réalisée, la vitesse résiduelle observée projetée sur la composante normale au vent, qui d’après le modèle de l’équation (4.7) ne devrait pas exister, a une magnitude de 0.23 cm/s pour 72 % des occurrences.

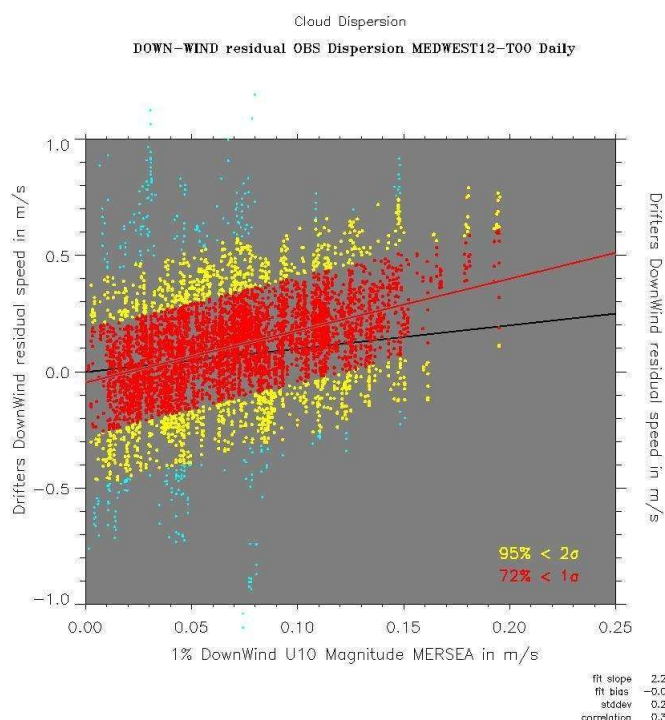


FIGURE 4.22 – Diagramme de dispersion entre les vitesses résiduelles observées projetées dans la direction du vent et la vitesse du vent modélisée colocalisée. La régression linéaire fournit une pente de 2.24 avec un biais de -5 cm/s. La corrélation est de 0.35 pour une déviation standard de 0.23.

4.4.5 Les conclusion sur la partie de colocalisation lagrangienne

Le vent apparaît comme un élément important de la problématique de cette expérience de dérive méditerranéenne. Les colocalisations lagrangiennes ont montré que les courants modélisés ont un biais en vitesse et en direction fortement en lien avec celui-ci. C'est un signe que peut être la réponse dynamique à haute fréquence des couches de surface au vent est alors mal représentée. Cette dynamique compléterait l'entraînement direct des bouées par le vent, un transport qui reste toujours difficile à quantifier.

Les tourbillons à méso-échelle en mer Catalane sont une problématique supplémentaire puisqu'ils sont mal positionnés et mal phasés dans le temps aux premiers instants de la dérive, voir quasiment absents des simulations de référence.

Prévoir une dérive est un exercice d'un ordre de complexité bien supérieur à la validation lagrangienne que l'on vient d'effectuer. En effet, les erreurs de modélisation sont alors intégrées au cours du temps. Il faudra s'attendre à rencontrer ces deux problématiques lors des prévisions de trajectoires. Enfin, il peut être également difficile d'établir des comportements généraux à l'aide de diagnostics moyens sur l'ensemble des trajectoires car les bouées traversent des zones géographiques assez différentes les unes des autres, et de ce fait des régimes locaux.

4.5 Prévisions de dérive : études de performances lagrangiennes

Dans cette partie seront exposés les résultats au centre de ce travail de thèse, à savoir les prévisions de dérive réalisées à partir des outils de modélisation. Elles évaluent la qualité des champs de vitesse modélisés à reproduire les trajectoires observées, ici les bouées dérivantes de l'expérience méditerranéenne. Le protocole mis en place est présenté à la section 3.5, page 97. L'aspect général des prévisions sera tout d'abord décrit, avant de présenter les scores diagnostiques moyens et une étude plus précise des comportements locaux.

Il n'a pas été rajouté de terme de vitesse supplémentaire aux champs de courants modélisés, tel que l'entraînement des bouées par le vent par exemple. Le modèle opérationnel MOTHY ne représente pas explicitement cet effet. La section 4.4.4 suggère un ordre de grandeur possible pour la prise au vent possible, avec un coefficient qui serait ici égal à 2.2 % du vent à 10 m. L'incertitude sur cette valeur, sur la paramétrisation en elle-même (il n'est pas assuré que la contribution du vent soit linéaire en fonction de son intensité), et la possibilité qu'elle puisse inclure une partie des biais du modèle à corriger dissuadent de réaliser un ajout qui aurait pu masquer la sensibilité de la modélisation du courant de surface à ces tests divers.

Cela reste un terme possible de biais, tout comme la dérive de Stokes. Néanmoins, comme il n'y a pas de couplage direct entre ces termes additionnels et le courant modélisé, il n'est pas abusif d'estimer les résultats robustes (au moins d'un point de vue qualitatif). La recherche des composantes de vitesses additionnelles liées à la dérive de surface de la bouée, et en particulier la dérive de Stokes, a été effectuée dans la sous-section 4.6.2 de la section suivante.

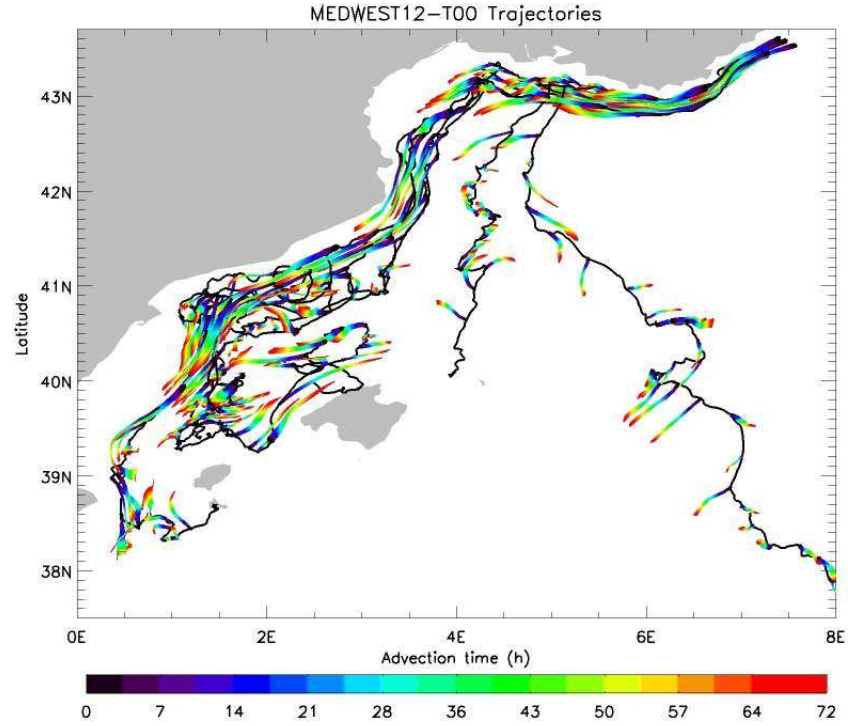
4.5.1 La visualisation des prévisions

Les figures 4.23 et 4.24 présentent l'ensemble des prévisions de trajectoires réalisées avec les différents outils et les configurations existantes. Il s'agit de cartes de synthèse montrant les positions prévues des particules virtuelles et superposées aux trajectoires des bouées qu'elles sont censées représenter.

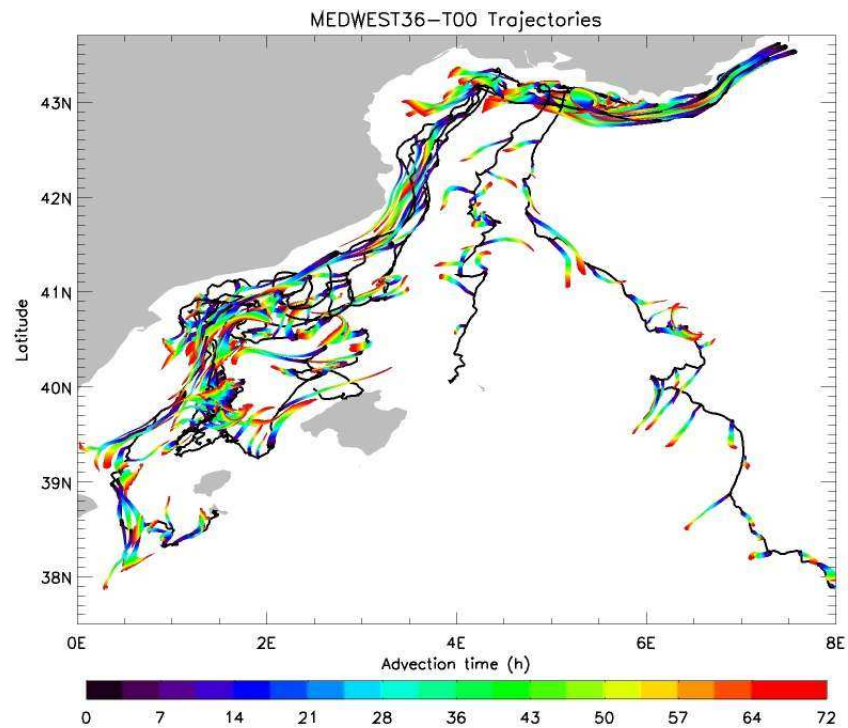
Le jeu de simulations évalué est constitué des courants de surface prévus par la modélisation régionale (MEDWEST12 et MEDWEST36) et l'opérationnel (PSY2V3), mais aussi des courants de dérive calculés par MOTHY avec ou sans courant de background. Les champs de courants NEMO utilisés ici sont des moyennes quotidiennes.

Le choix de ces simulations permet de dégager certaines informations intéressantes :

- l'apport de la résolution, entre MEDWEST12 et MEDWEST36,
- le bénéfice de l'assimilation des traceurs (T , S , η), ainsi que de l'approche régionale imbriquée, entre MEDWEST12 et PSY2V3,
- la performance d'un modèle d'océan de surface simple tel que MOTHY (ajouté de processus spécifiques à la dérive de polluant) comparé à une solution plus complète comme NEMO.

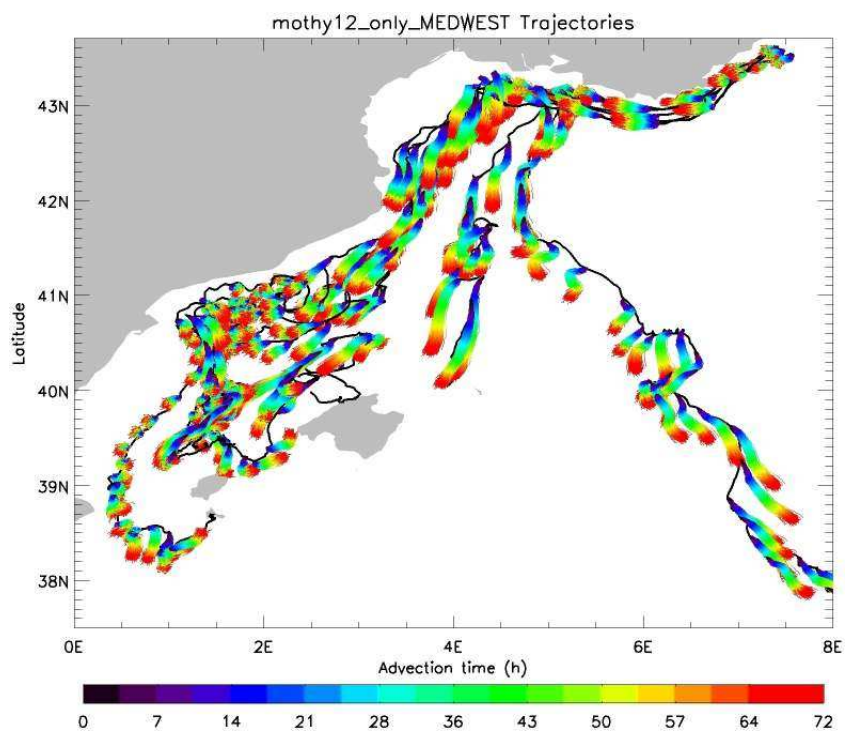


(a) MEDWEST12

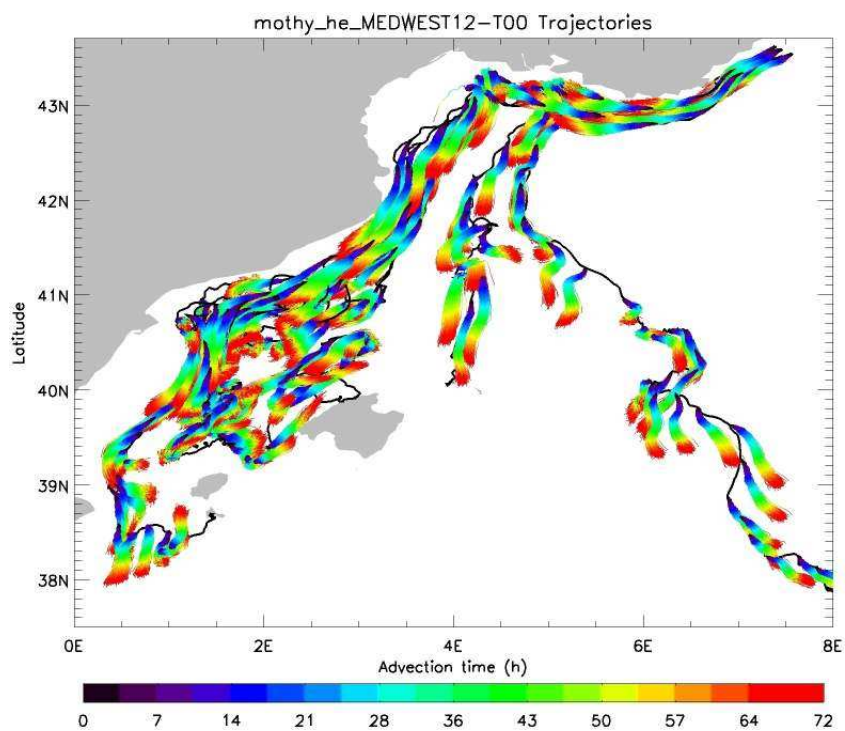


(b) MEDWEST36

FIGURE 4.23 – Cartes des prévisions de dérive réalisées pour l'expérience MERSEA. Les trajectoires des bouées d'étude sont en noir. Les prévisions de trajectoires sont les spaghetti colorés qui divergent de celles-ci. La position des particules est alors coloriée depuis l'initialisation (0 h) en bleu jusqu'au terme du transport (+72 h). (a) : Trajectoires réalisées avec l'outil Ariane et les courants de surface MEDWEST12. (b) : Mêmes prévisions avec les courants de surface de MEDWEST36.



(a) MOTHY au $1/12^\circ$



(b) MOTHY au $1/12^\circ$ + MEDWEST12 sous Ekman

FIGURE 4.24 – Prévisions de dérive équivalentes à la figure 4.23, mais effectuées avec MOTHY. (a) : MOTHY seul au $1/12^\circ$. (b) : MOTHY $1/12^\circ$ associé à MEDWEST12 en courant de fond.

À ce sujet, les prévisions réalisées avec Ariane et MOTHY ne sont pas équivalentes stricto-sensu car le protocole de prévision est légèrement différent (voir section 3.5, 97), de même que la physique mis en œuvre. Les simulations réalisées avec MOTHY sont calculées au $1/12^\circ$, mais également au $1/36^\circ$. Ces simulations utilisent une bathymétrie et un domaine identiques aux configurations MEDWEST. Lors d'un rajout de courant de background, l'extraction est réalisée à partir du modèle possédant la même résolution que la grille de calcul (lorsque MOTHY tourne la résolution $1/36^\circ$, on lui rajoute en background les prévisions extraites de MEDWEST36).

Sur les figures 4.23, plus les particules les plus anciennes (celles dont la coloration est plus proche du rouge) restent proches des trajectoires observées (en noir), meilleures sont les prévisions de dérive.

En comparant l'aspect des prévisions issues de MEDWEST12 et de MEDWEST36, il apparaît que les courants calculés au $1/12^\circ$ et au $1/36^\circ$ fournissent des enveloppes de trajectoires qui présentent une organisation générale relativement proche, mais qui peuvent être assez différentes à des endroits particuliers. C'est par exemple le cas pour les trajectoires situées dans le golfe du Lion ou dans le flux sortant par le canal d'Ibiza. Le développement de la petite échelle dans la circulation modélisée au $1/36^\circ$ induit alors des prévisions plus sinueuses.

Pour les deux résolutions, les prévisions réalisées lors du décrochage des bouées vers le sud sont particulièrement mauvaises, comme attendu. Les particules ne sont pas assez transportées vers le sud et continuent plutôt vers le sud-ouest, piégées dans le flux principal du LPC qu'elles ne quittent pas.

En mer Catalane, les comportements rotatifs sont également mal représentés pour tous les modèles. Au $1/12^\circ$, les particules transportées avec le courant de surface NEMO traversent d'ailleurs la zone tourbillonnaire sans impact notable.

Les prévisions de trajectoires calculées avec le modèle opérationnel MOTHY au $1/12^\circ$ sont visibles sur la figure 4.24(a). La paramétrisation du courant de surface à l'aide du vent et l'action de l'algorithme de diffusion turbulente donnent aux prévisions de MOTHY un aspect particulier : les particules s'alignent dans une direction proche du vent et se dispersent progressivement à partir du point d'initialisation. Ce comportement est proche d'une dérive de nappe de pétrole réelle telle qu'elle peut être observée en mer. Les courants les plus intenses calculés par le modèle sont alors dans les zones les plus soumises au vent. Les distances parcourues par les particules au centre du bassin et celles de la partie légèrement aval du Golfe du Lion sont de ce fait plus importantes. En mer Ligure et en mer des Baléares, les transports sont en revanche faibles à cause d'un régime de vent cette fois ci peu intense. À ces endroits, les trajectoires prévues par MOTHY prennent en général de mauvaises directions.

Les prévisions enrichies par un courant de background extrait de MEDWEST12 sont visibles sur la figure 4.24(b). L'apport de ces courants modifie peu les prévisions au large, puisque la circulation générale est moins énergétique loin des côtes et à fortiori en profondeur. Sur la pente en revanche, la correction amenée par l'ajout du courant de background est indéniable, en particulier pour l'introduction du transport par le CN, que ce soit pour

en début ou en fin d'expérience.

Ces cartes de synthèse sont une présentation qualitative et assez sommaire des résultats. Elles ne sont en effet guère pratiques pour dégager des tendances générales. La mise en place de diagnostics objectifs de qualité des dérives est une étape essentielle pour mesurer les erreurs effectuées en moyenne. Par contre, il est important d'avoir à l'esprit que l'opération de moyenne aura tendance à lisser les informations locales (en particulier en mélangeant certains processus bien distincts), qui sont-elles très importants pour la compréhension du succès des prévisions.

4.5.2 Les tendances statistiques (scores de prévisions)

La figure 4.25 présente les scores de dérives obtenus pour les simulations précédentes.

Ces diagnostics ont été définis dans la section 3.5, page 97. Ils sont basés sur des critères d'erreur de prévision qui sont évalués localement échéance par échéance tels que la séparation en distance, l'écart de la direction générale et l'erreur en vitesse.

L'erreur en distance (ou distance de séparation) est le score de dérive sans doute le plus pratique car elle correspond au rayon d'une zone de recherche circulaire centrée sur le barycentre de la prévision. La figure 4.25(a) montre l'évolution de cette distance en moyennant toutes les prévisions de dérive réalisées pour un modèle donné.

L'aspect des courbes traduit bien la divergence attendue entre les modèles et l'observation. Les erreurs en distance sont nulles à initialisation, puis augmentent progressivement en fonction du temps. Elles sont peu dispersées pendant les premières heures de calcul, avec pour un transport de 6 h des gammes comprises entre 4 km pour MOTHY et les configurations MEDWEST en background (courbe jaune) et 6 km pour le régional 1/36 ° (courbe verte), ce qui fait déjà un facteur 1.5. Il semble y avoir une conservation d'ordre en fonction du temps, mais il n'y a pas de réelles conditions sur ce point et il s'agit plus d'un effet de la moyenne. En particulier la courbe d'erreur pour le régional 1/36 ° est celle ayant les erreurs les plus fortes pour des échéances de prévisions courtes, mais ce n'est au final pas le plus mauvais champ de vitesse sur ce diagnostic. Pour trois jours de prévisions de dérive, la plus petite distance moyenne de séparation obtenue est de 33 km pour MOTHY associé au courant Mercator (courbes jaunes) et la plus grande est de 49 km pour le système PSY2V3 (la plus mauvaise).

Les prévisions de MOTHY sont donc plus performantes sur ce cas test en Méditerranée. L'utilisation des prévisions de courants de Mercator en courant de fond permet un gain d'environ 10 km sur l'erreur moyenne à 3 jours (33 km pour Mercator en background contre 44 km pour MOTHY seul), ce qui représente près de 30 % d'amélioration.

MOTHY est peu sensible à la résolution horizontale sur ce score. Les trajectoires peuvent être assez différentes, mais cette variance n'est pas suffisante pour ressortir de l'erreur moyenne. Les transports calculés avec les courants de surface NEMO sont en revanche plus sensibles à la résolution. Les courbes d'erreurs du régional 1/12 ° et du 1/36 ° sont séparables dès 24 h de prévision. En revanche, l'écart est assez faible pour trois jours de transport. Les erreurs finales de distance sont de 46 km pour le 1/12 ° et de 47 km

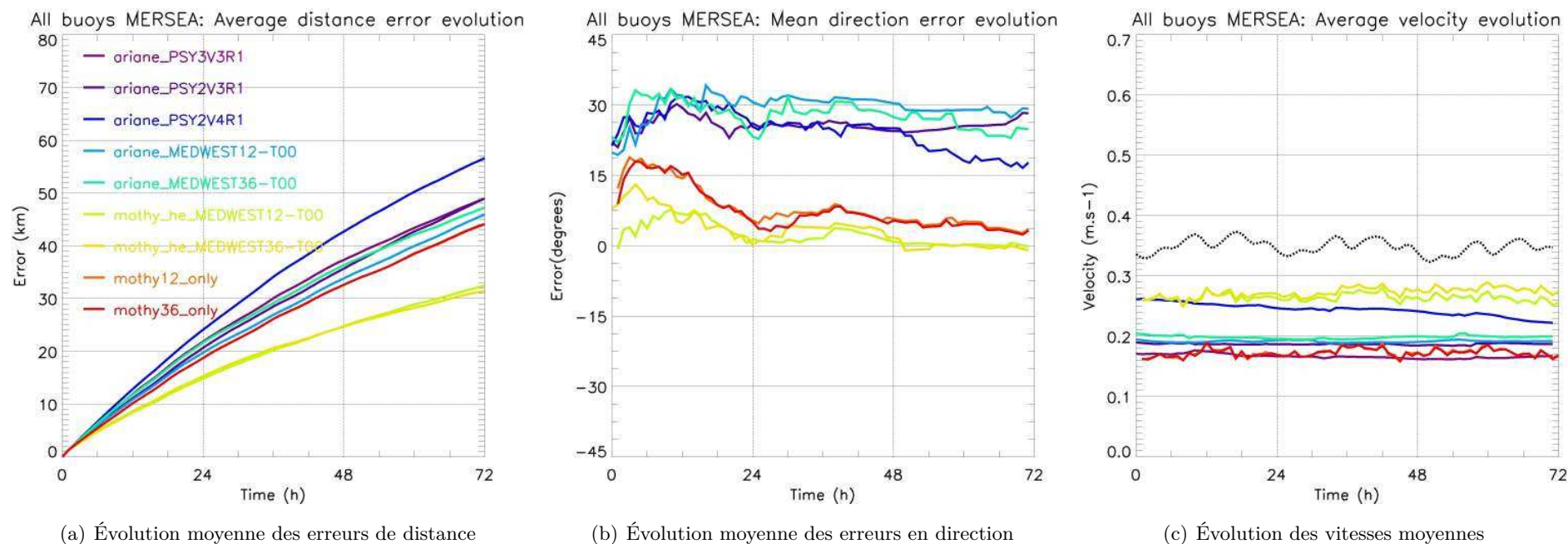


FIGURE 4.25

Évolution des scores moyens de dérive en fonction du temps. Ceux-ci sont obtenus en comptabilisant l'ensemble des prévisions, toutes trajectoires de bouées confondues, pour les différentes combinaisons de modèles testées. (a) : distance de séparation, (b) : angle de séparation, (c) : erreur en vitesse. Pour l'évolution de la vitesse moyenne, la courbe noire pointillée représente l'observation. Les prévisions comportant le préfixe 'ariane' ont été réalisées à partir des courants de surface prévus par le système opérationnel PSY2V3 (mauve), les configurations régionales MEDWEST12 (bleu clair) et MEDWEST36 (vert). Sont également indiquées les prévisions calculées avec MOTHY (MOTHY12-only, MOTHY36-only, en dégradés de jaune) et MOTHY associé au courant de NEMO extrait sous la profondeur d'Ekman locale (MOTHY-MEDWEST12, MOTHY-MEDWEST36, dégradés de rouge).

pour le $1/36^\circ$. L'écart ne semble pas du tout significatif en comparaison à la magnitude du maxima (46 km \pm 1 km).

Puisque l'erreur en distance représente un rayon de recherche, un calcul d'air très simple montre qu'une augmentation du rayon de 10 % se traduit par une augmentation de la surface de recherche de 21 %. On pourrait donc se dire de manière arbitraire que les écarts relatifs de l'ordre de 10 % deviennent significatifs pour des cas pratiques. Pour le groupement de courbes central, celles qui ont des erreurs finales de l'ordre de 45 km, la séparation de 10 % n'est pas clairement établie : elles ne sont pas suffisamment dispersées pour dire que l'une est meilleure que l'autre d'un point de vue pratique.

On peut s'attendre également à ce que des erreurs en distance faibles soient conditionnées par des erreurs de direction et de vitesse faibles elles aussi. Les figures 4.25(b) et 4.25(c) montrent respectivement l'évolution de l'erreur de direction et une comparaison entre la vitesse moyenne des bouées et celle du barycentre des particules prévues pour chaque expérience (attention, ce ne sont pas des erreurs sur ce dernier graphe, mais bien des vitesses).

Sur ces deux figures, ce sont surtout les premières échéances qui sont importantes, car elles contraignent le bon démarrage d'une prévision. Si une prévision donnée démarre dans la mauvaise direction ou n'est pas transportée par des courants assez rapides, il est logique de penser qu'il sera difficile d'obtenir statistiquement un bon score en distance par la suite (ce qui peut néanmoins se produire dans des structures particulièrement courbées et chaotiques comme les filaments par exemple). Plus le temps s'écoule, et moins les erreurs en direction et en vitesse ont de sens car des localisations différentes sont utilisées pour la comparaison. L'erreur en distance illustre bien cette idée, puisque dès 6 h de prévision, les particules sont déjà éloignées en moyenne de 5 km de l'observation.

Les courbes d'erreurs de direction ont légèrement tendance à diminuer, et non à augmenter. Il est difficile d'y trouver une explication plausible, mais nous aurions tendance à dire que c'est un comportement contenu dans le jeu de données et le protocole d'expérience. Les erreurs en direction sont toujours positives, ce qui veut dire que les courants sont en moyennes toujours trop à droite de l'observation (convention « observation - modèle »). C'est un comportement qui a été identifié lors de la partie de colocalisation 4.4.1 page 138 et étroitement en lien avec le champ de vent.

Les erreurs de direction obtenues avec les courants de surface sont les plus fortes. Dès la première heure de comparaison, des erreurs de 22.03° sont obtenues avec MEDWEST36, 20.9° avec PSY2V3 et 19.39° avec MEDWEST12⁶. Les erreurs angulaires calculées avec MOTHY seul sont plus faibles, sans doute grâce à une meilleure comptabilisation des effets du vent sur le transport moyen. Pour MOTHY36, l'erreur de direction comptabilisée pour la première heure est de 8.89° . Celle-ci est de 12.17° pour MOTHY12. En ajoutant le courant de background, les erreurs diminuent encore davantage avec 8.76° pour la MOTHY-MEDWEST36 et -0.7° pour MOTHY-MEDWEST12.

6. On ne retrouve pas exactement le résultat de la section 4.4.1 avec une colocalisation de l'erreur angulaire moyenne de 14.1° pour MEDWEST12. Seuls les points d'initialisation des particules virtuelles espacés de 24 h sont considérés ici alors que le calcul était précédemment effectué sur l'ensemble de la trajectoire co-localisée.

Les courbes de vitesses (figure 4.25(c)) montrent bien que les bouées se déplacent toujours plus rapidement que le transport obtenu par les différentes simulations. La série de vitesse des bouées (courbes en pointillés noirs) présentent de légères oscillations d'une périodicité de 6 h. Ces oscillations proviennent du vent car elles apparaissent également et dans une certaine mesure dans les résultats de MOTHY. Il sera par la suite confirmé qu'il s'agit bien de la signature du vent à haute fréquence.

Les bouées voyagent avec des vitesses de l'ordre de 35 cm/s alors que les particules les plus rapides sont transportées avec une intensité de 27 cm/s pour MOTHY-MEDWEST12/36. L'ajout du courant de background permet de diminuer le biais de vitesse d'environ 10 cm/s. Les vitesses des courants de MOTHY-36/12-only sont parmi les plus faibles avec 17 cm/s aux premiers instants, puisqu'ils sont uniquement forcés par le vent. Le biais de vitesse de 20 cm/s pour le modèle MEDWEST12 vérifie le résultat de la partie de colocalisation 4.4.3 page 142 qui relie la vitesse des bouées à celles des courants modélisés : $20 \text{ cm/s} * 1.75 = 35 \text{ cm/s}$.

Ces scores de dérive permettent de donner un ordre de grandeur aux erreurs et biais moyens associés à l'utilisation des courants d'une configuration ou d'une solution donnée. Ce sont donc des valeurs "pratiques" dans un cadre opérationnel. Il faut toutefois garder à l'esprit que ce ne sont pas des valeurs de confiance. Les résultats d'une expérience lagrangienne sont toujours représentatifs des données utilisées, de la zone d'étude, aux processus océaniques rencontrés et à leur variabilité. Il serait une erreur de les généraliser, même pour une zone ou saison identique. Il sera vu particulier les différences obtenues pour l'expérience en Angola dans le chapitre 5.

Il est légitime de vouloir savoir dans quelle circonstance MOTHY est meilleur qu'une modélisation du courant de surface de type NEMO, et surtout quel est l'impact de l'ajout du courant de background. Il a beaucoup été misé sur un impact positif de l'augmentation de la résolution, en particulier pour résoudre la méso-échelle le long de la pente Catalane.

Avant d'étudier ces points, il est logique de vérifier si l'approche de retenir le barycentre des particules pour le calcul des scores moyens n'est pas limitant, et en particulier d'estimer l'ordre de grandeur de la dispersion moyenne des particules obtenu dans les simulations numériques.

4.5.3 La dispersion

Au vue de l'évolution des distances de séparation (figure 4.25(a)), il paraît peu probable que l'observation soit contenue dans l'enveloppe formée par la dispersion des particules au bout de quelques heures de prévision. Par contre, il est possible d'imaginer un cas où les particules s'organiseraient selon une forme allongée dans la direction de l'observation, avec des particules beaucoup plus proches de l'observation que d'autres. Cette information à priori utile serait perdue avec l'utilisation d'un barycentre. Plus généralement, on s'attendrait à ce que les particules (comme un polluant), suivent plutôt des structures très fines et enroulées de type « filaments » finalement assez peu représentées par un barycentre.

L'écart-type moyen des particules à leur barycentre en terme de distance, de direction et de vitesse sont fournis dans le tableau 4.5. L'idée sous-jacente est de superposer des

barres d'erreur liées à la dispersion des particules aux figures 4.25. Elles ne sont pas représentées sur ces courbes par soucis de lisibilité.

Dispersion des particules en distance, direction et vitesse				
<i>Simulation évaluée</i>	$t = 0$	$24\ h$	$48\ h$	$72\ h$
MEDWEST12	0.90 km 3.41 ° 0.94 cm/s	1.21 km 4.17 ° 1.11 cm/s	1.62 km 4.85 ° 1.14 cm/s	2.15 km 5.34 ° 1.30 cm/s
MEDWEST36	0.90 km 3.87 ° 1.07 cm/s	1.41 km 5.73 ° 1.45 cm/s	2.30 km 8.47 ° 1.85 cm/s	3.22 km 10.82 ° 2.21 cm/s
PSY2V3R1	0.90 km 3.29 ° 0.79 cm/s	1.09 km 4.13 ° 0.76 cm/s	1.36 km 4.33 ° 0.87 cm/s	1.72 km 4.18 ° 0.93 cm/s
PSY2V4R1	0.90 km 3.19 ° 1.14 cm/s	1.49 km 5.19 ° 1.66 cm/s	2.39 km 8.49 ° 2.05 cm/s	3.23 km 8.98 ° 2.31 cm/s
PSY3V3R1	0.88 km 3.34 ° 0.58 cm/s	1.10 km 4.12 ° 0.73 cm/s	1.48 km 4.03 ° 0.77 cm/s	1.86 km 6.12 ° 1.08 cm/s
MOTHY12-only	0 km	1.78 km	2.66 km	3.35 km
MOTHY36-only	0 km	1.80 km	2.65 km	3.34 km
MOTHY12-he-MEDWEST12	0 km	1.90 km	3.13 km	4.39 km
MOTHY12-he-MEDWEST36	0 km	2.02 km	3.62 km	5.36 km

TABLE 4.5 – Écart-type moyen des particules prévues par rapport à leur barycentre sur des aspects de distance, de direction et de vitesse. Les calculs pour MOTHY n'ont pas été effectués pour la direction et la vitesse.

Les prévisions obtenues avec les premiers rattrapages temps réels des nouveaux systèmes opérationnels PSY2V4R1 (la version 4 de PSY2) et PSY3V3R1 (le modèle opérationnel global au 1/4 °) sont également présentées dans ce tableau. Elles n'ont pas été citées jusqu'ici car elles sont biaisées par un mauvais calage du niveau moyen de la topographie dynamique (Mean Dynamic Topography) utilisé dans le schéma d'assimilation. Le problème a été corrigé depuis et une nouvelle version de ces simulations a été produite. Le calendrier de fin thèse n'a pas permis de les utiliser. Il est néanmoins utile de présenter les résultats obtenus sur l'aspect dispersif de ces simulations, en particulier en ce qui concerne la basse résolution de PSY3.

Sans considérer MOTHY, les modèles les plus dispersifs sont les modèles à haute résolution MEDWEST36 et PSY2V4, avec des écarts types d'un peu plus de 3 km en distance pour trois jours de prévision. Pour la vitesse et la direction, les écarts types finaux sont inférieurs à la dizaine de degré et de l'ordre de quelques cm/s. PSY2V3 et

PSY3V3 (le modèle au $1/4^\circ$) sont les modèles les moins dispersifs, avec des écarts types de l'ordre de 1.8 km pour trois jours de prévision.

L'accroissement de la résolution n'est pas forcément synonyme d'un régime de dispersion plus élevé car celle-ci est plutôt liée à la turbulence et à la variabilité. Pour MOTHY par exemple, l'augmentation de la résolution n'augmente pas la dispersion, car la modélisation physique adoptée ne résout pas la turbulence. La marche aléatoire qui paramétrise la diffusion turbulente n'est pas sensible à la résolution. Au contraire, l'accroissement de la résolution produit alors des branches de courants plus fines, ce qui limite la dispersion des particules.

Par contre, MOTHY est bel est bien le modèle le plus dispersif, les scores finaux en écart-type de distance sont à peu près équivalents à MEDWEST36 et PSY2V3 lorsque ce modèle n'est pas utilisé avec un courant de background. Sur les figures 4.24, la dispersion pour MOTHY seul est surtout importante quand le vent est fort, mais moins pour les prévisions réalisées sur la pente. Lorsqu'un courant de background est rajouté, la dispersion en distance peut alors atteindre 5 km pour trois jours de dérive.

L'écart-type moyen en terme de distance entre les particules des simulations réalisées avec Ariane est de 0.898 km à l'initialisation. Pour les courants les plus dispersifs, sa valeur peut atteindre 3 km au bout de 3 jours. Ceci est du même ordre de grandeur que les différences entre les erreurs de distance générées par les courants de surface. Si on superpose cette courbe d'incertitude (sur la dispersion du modèle) aux courbes de résultats, on aurait l'impression que ceux-ci sont noyés sous les incertitudes. Il n'en n'est en fait rien, puisque les prévisions pour deux modèles différents sont rarement localisées dans un rayon de 3 km l'une de l'autre.

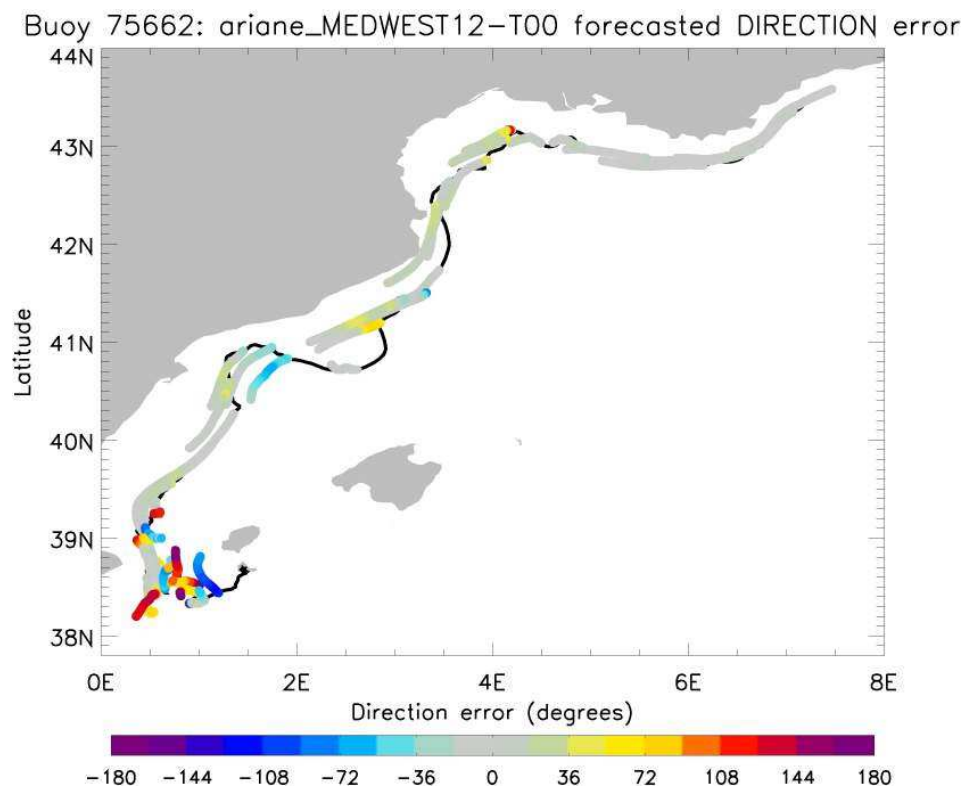
Il est en conclusion suggéré que le barycentre est assez représentatif de l'ensemble des particules dans nos simulations pour des échelles de prévision inférieures à trois jours. Toutefois, cette information ne permet ni d'étudier la forme de l'enveloppe, ni sa distribution interne.

4.5.4 L'impact de la résolution et de la méso-échelle

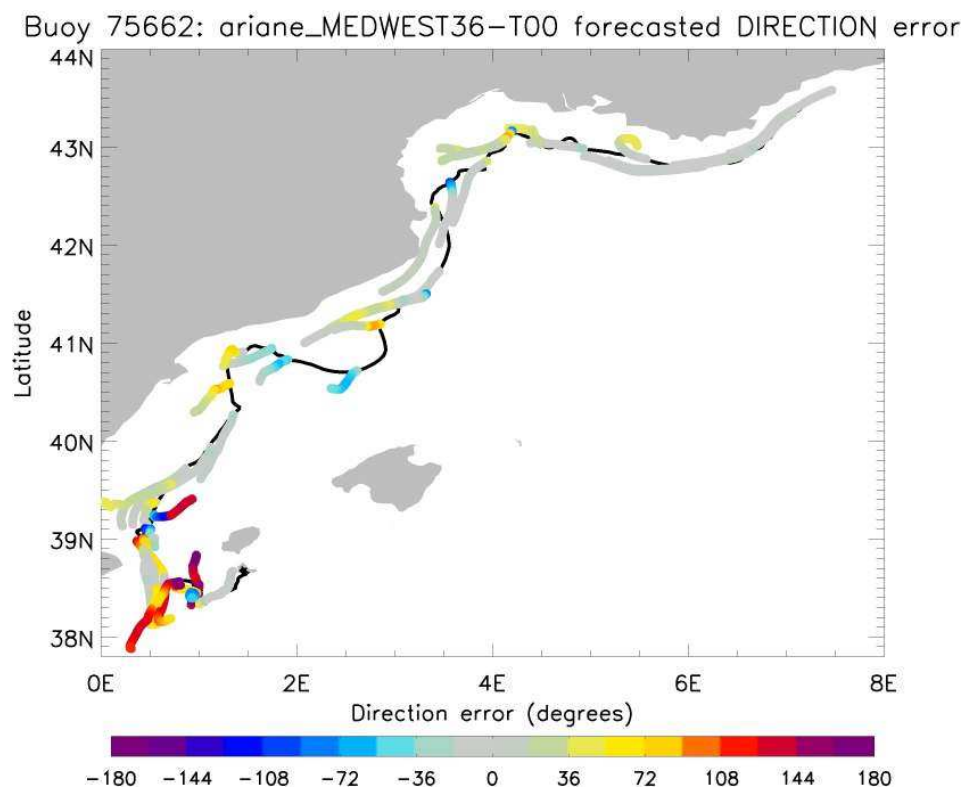
Cette sous-section s'attache à cerner la cause du faible impact de l'augmentation de la résolution. Plus généralement, la conséquence de la méso-échelle modélisée pour l'estimation des dérives sur ce cas test méditerranéen sont ici présentés.

4.5.4.1 La résolution

La figure 4.26 montre les prévisions de trajectoire de particules obtenues avec les courants de MEDWEST12 et de MEDWEST36 sur une trajectoire de pente (bouée 75662). D'une manière générale, les trajectoires modélisées au $1/36^\circ$ ont plus tendance à diverger de l'observation que celles calculées au $1/12^\circ$. La visualisation des champs de vitesse montre que le courant de pente modélisé à plus haute résolution est moins large et avec une courbure plus infléchie vers l'intérieur du Golfe du Lion que son homologue au $1/12^\circ$.



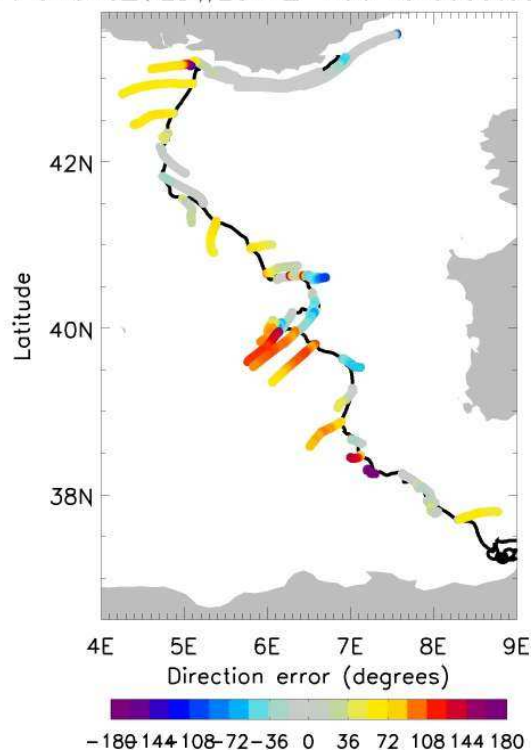
(a) Trajectoires 75662, MEDWEST12-T00



(b) Trajectoires 75662, MEDWEST36-T00

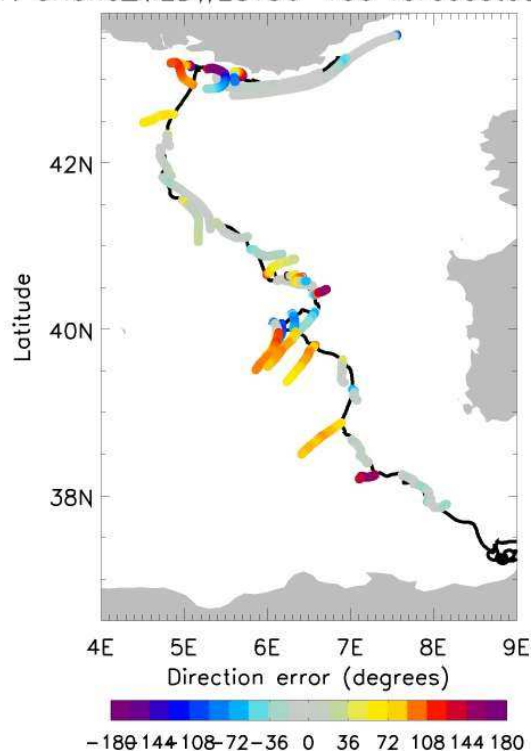
FIGURE 4.26 – Trajectoires prévues par les courants de surface de MEDWEST12 et de MEDWEST36 coloriées en fonction l'erreur en direction effectuée. Cela permet de discriminer rapidement les prévisions mauvaises (bleu-rouge) des prévisions correctes (gris). Bouée 75662 : (a) MEDWEST12 et (b) MEDWEST36.

Buoy 75661: ariane_MEDWEST12-T00 forecasted DIRECTION error



(a) Trajectoires 75661, MEDWEST12-T00

Buoy 75661: ariane_MEDWEST36-T00 forecasted DIRECTION error



(b) Trajectoires 75661, MEDWEST36-T00

FIGURE 4.27 – Identique à la figure 4.26, mais pour la bouée 75661. (a) : MEDWEST12 et (b) : MEDWEST36.

Après avoir passé le golfe, les particules sont prises par de petites circulations secondaires présentes au $1/36^\circ$ de part et d'autre du CN. À (5.5°E , 42.8°N), un petit méandre visible sur la figure entraîne d'ailleurs les particules hors du LPC. Pour les trajectoires des autres bouées, les prévisions au $1/36^\circ$ montrent des comportements également similaires à cet endroit.

En dépit de ces épisodes divergents, le transport moyen de pente est mieux représenté au $1/36^\circ$ à cause d'un courant de pente plus énergétique, les prévisions étant toujours biaisées en vitesse. Le flux est même surévalué par moment, comme cela est le cas pour quelques prévisions en mer des Baléares (jusqu'à 40 cm/s trop rapide pour une prévision contre 10 cm/s pour le $1/12^\circ$).

Concernant les épisodes tourbillonnaires Catalans, le modèle au $1/36^\circ$ présente de meilleurs scores en terme de distance. Ce n'est en revanche pas le cas en terme de direction à cause de trajectoires à nouveau plus divergentes (cf bouée 75662, 4.27(a) et 4.27(b)).

Les figures 4.27(a) et 4.27(b) montrent ce qui peut être obtenu pour une des trajectoires du large, plus précisément pour la bouée 75661. Les petites perturbations identifiées précédemment au $1/36^\circ$ dans le LPC se produisent à nouveau. Les prévisions réalisées après le coup de vent ont une direction relativement meilleure à plus haute résolution, surtout pour celles lancées quelques jours après l'événement. L'impact de la structure tourbillonnaire à 40.5°N est mieux dessiné au $1/12^\circ$. Il a en effet été remarqué que cette structure perdurait mieux au $1/12^\circ$ alors qu'elle était progressivement déstabilisée au $1/36^\circ$. Passé cet épisode, la comparaison des prévisions devient plus aisée, mais il est visible que le $1/36^\circ$ obtient des erreurs en direction légèrement moins fortes.

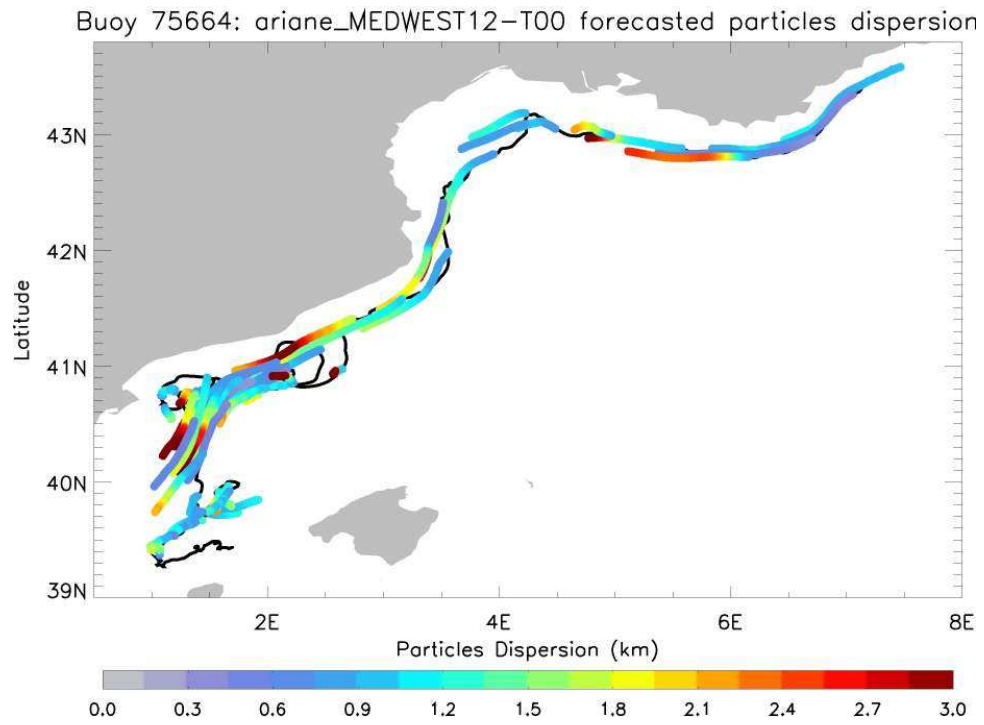
Pour la trajectoire de la seconde bouée du large (la bouée 75663, non montrée), les prévisions partent totalement à contre sens au $1/12^\circ$, comme il l'a été suggéré dans la partie portant sur les co-localisations. Elles remontent ainsi vers le nord alors que la direction de transport est de sens contraire. Les erreurs de distances sont en revanche plus faibles au $1/36^\circ$, mais pour de mauvaises raisons. Les trajectoires sont en fait plus divergentes par l'effet de circulations secondaires de petite échelle, ce qui diminue les erreurs au final.

4.5.4.2 La méso-échelle en mer Catalane

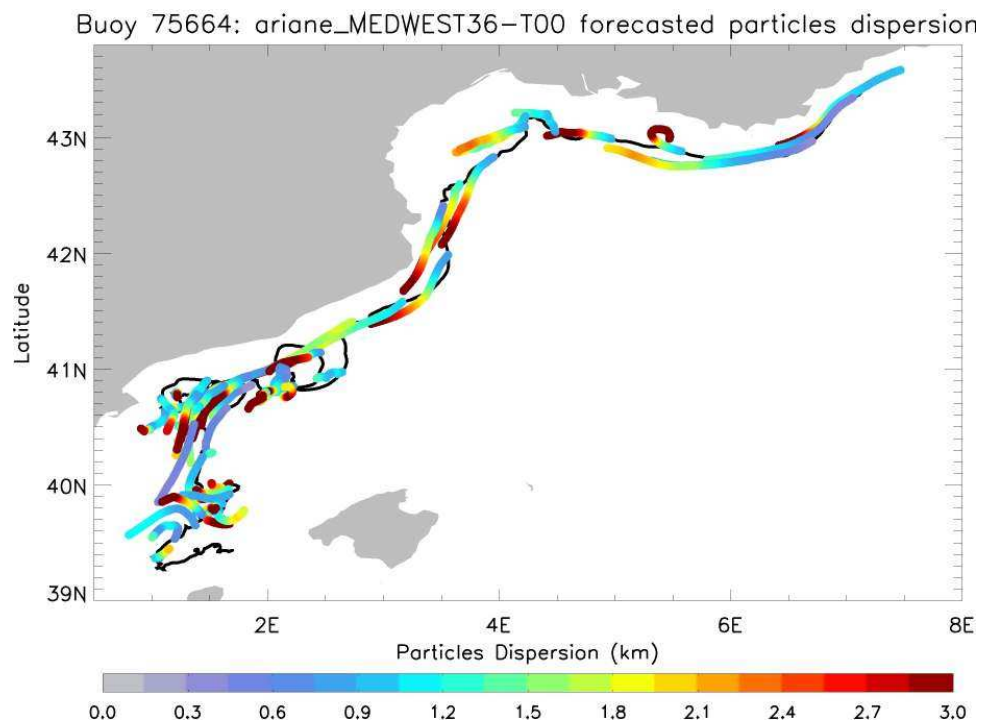
L'activité à méso-échelle exerce une action de dispersion intense. Les figures 4.28 présentent la dispersion obtenue pour les particules des prévisions lancées pour la bouée 75664. Cette bouée est précisément soumise à des boucles de petite échelle provoquées par les tourbillons Catalans.

Le long des côtes Catalanes, la dispersion du modèle au $1/36^\circ$ atteint les 3 km au bout de 3 jours contre 1.5 km pour le modèle au $1/12^\circ$. La circulation de surface au $1/12^\circ$ ne représente pas les cycloïdes : les prévisions s'écoulent dans le sillage du LPC sans qu'il ne se produise quelque chose de notable. Par contre, les prévisions au $1/36^\circ$ montrent un comportement moins laminaire, signe de l'existence d'une dispersion à petite échelle.

Il a en effet été identifié une forte activité turbulente à haute résolution dans cette région grâce à un calcul d'EKE moyen sur le mois de mars (cf figure 4.6, page 117). Les

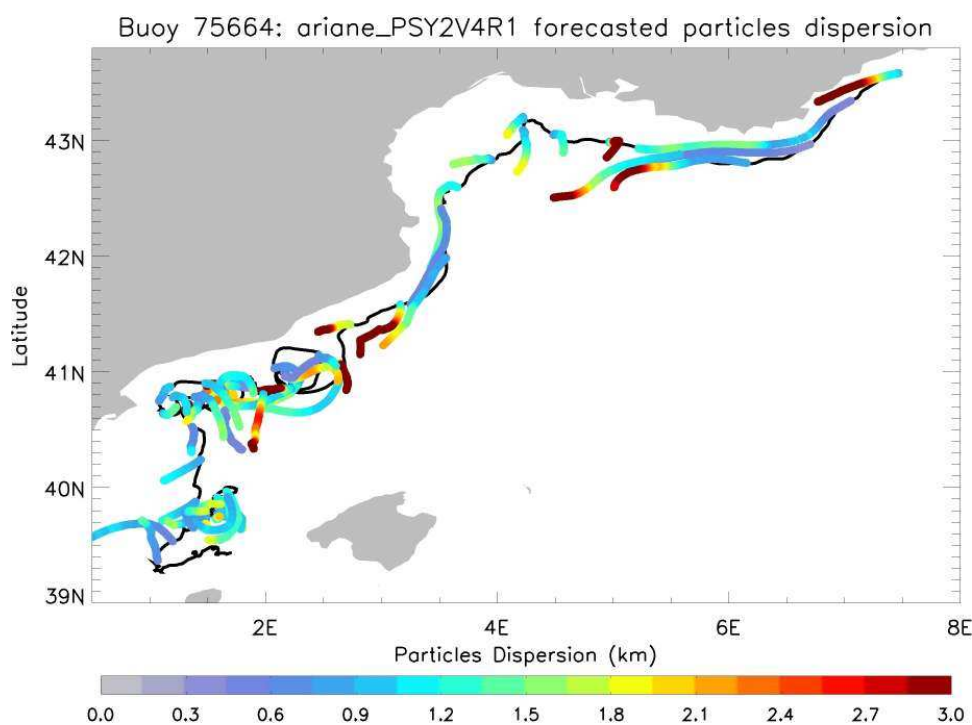


(a) Trajectoires 75664, MEDWEST12-T00



(b) Trajectoires 75664, MEDWEST36-T00

FIGURE 4.28 – Dispersion des trajectoires prévues par les courants de surface de MEDWEST12 (a), MEDWEST36 (b) et PSY2V4R1 (c) pour la bouée 75664.



(c) Trajectoires 75664, PSY2V4

vitesses orbitales des bouées sont en moyenne de 30 cm/s lors de la réalisation des boucles, ce qui est de l'ordre des circulations à méso-échelles modélisées au $1/36^\circ$. En revanche, la non-réalisation des boucles illustre bel et bien un problème de phase. Le mécanisme de génération de cette méso-échelle est vraisemblablement présent dans le modèle au $1/36^\circ$, mais il n'y a aucune contrainte sur son positionnement dans le temps.

Dans cette région, il apparaît également peu probable que ces tourbillons soient observés par l'altimétrie (à cause de la petite taille des structures et de la présence de la côte), et donc intégrés artificiellement aux systèmes opérationnels au $1/12^\circ$, ou encore positionnés avec plus de précision pour les plus larges d'entre eux. Il a néanmoins été observé un comportement dispersif assez fort dans les prévisions de PSY2V4, associé de mouvements presque rotatifs (figure 4.28(c)). La simulation de PSY2V4 est une bonne illustration sur le phasage de la méso-échelle dans les systèmes opérationnels.

Le groupe de figures 4.29 montre les champs de vitesses de surface modélisés par PSY2V4 et MEDWEST36 superposés au parcours des bouées sur quelques dates d'intérêt.

Le 25 octobre, la trajectoire de la bouée 75664 (celle la plus à l'est sur l'image) semble être sous l'emprise d'un tourbillon effectivement bien modélisé avec PSY2V4 à (2.3°E , 41°N). La simulation de MEDWEST36 en revanche ne reproduit pas ce tourbillon, bien que deux événements plus petits soient situés plus en aval du courant vers 1.5°E . Avec PSY2V4, le flux de pente du LPC se fond dans la partie sud de ce tourbillon, ce qui amène à écarter le flux plus au large en comparaison au champ de vitesse de MEDWEST36.

Sur les cartes du 27 octobre, le tourbillon s'est déplacé de $2/10^\circ$ de degré dans PSY2V4, et le champ de vitesse n'est alors plus en phase avec la trajectoire de la bouée. Le champ de MEDWEST36 ne présente toujours pas de signature rotative qui pourrait correspondre à ce que l'on observe au niveau des bouées. Il existe bien un tourbillon juste

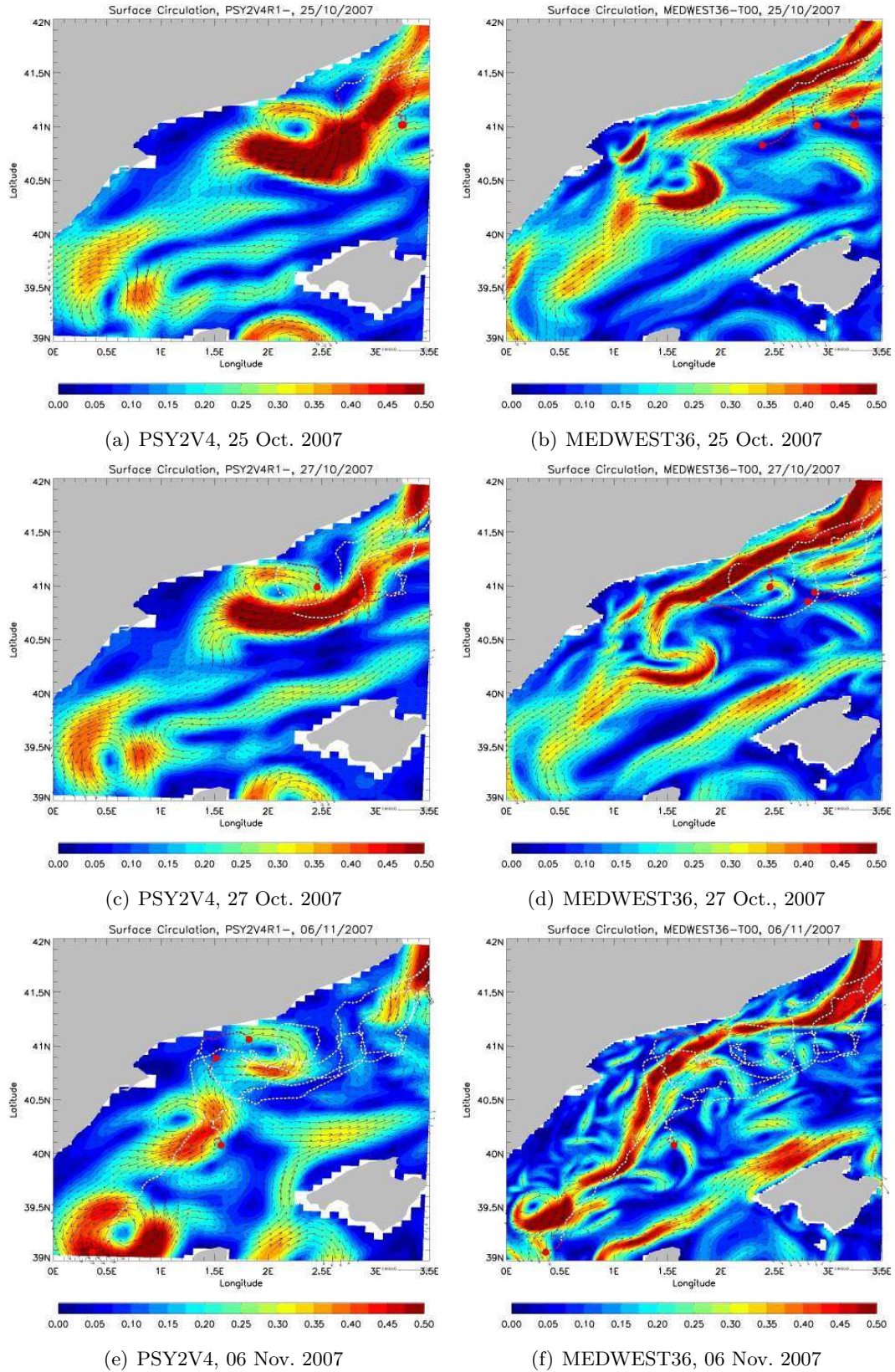
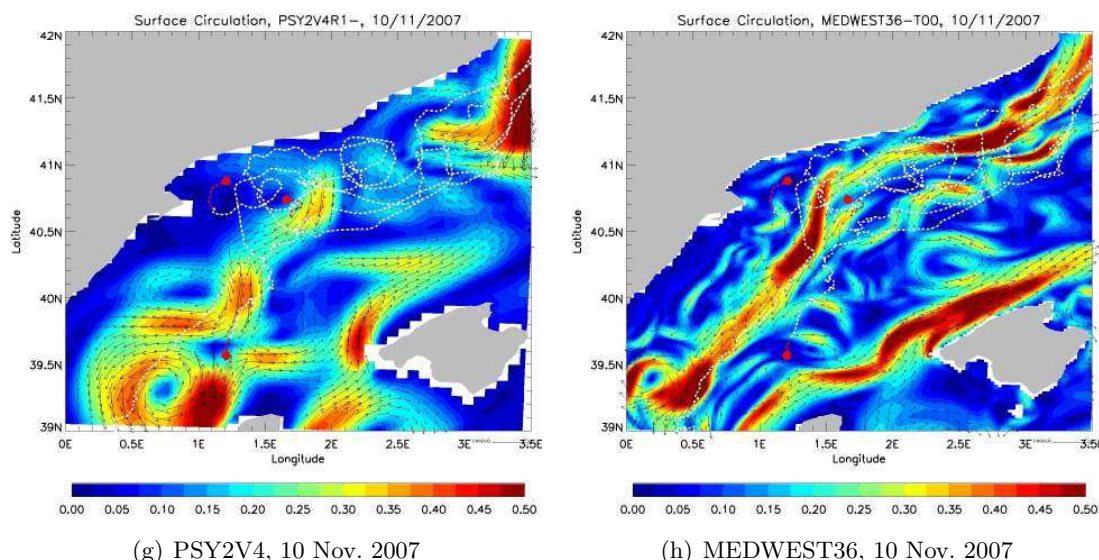


FIGURE 4.29 – Champs de vitesse de surface (m/s) des modèles PSY2V4 et MEDWEST36 confrontés aux trajectoires des bouées observées. La position des bouées est représentée par un point rouge à la fin de la journée, la trajectoire effectuée le jour en cours est également en rouge. Les trajectoires précédentes sont en blanc.



au sud-est de la boucle réalisée à 40.5 °N, mais celui est à nouveau d'une vorticité contraire.

Les cartes du 6 novembre montrent que le tourbillon se déplace dans PSY2V4 le long de la pente. Il est situé pour cette date à (1.2   E, 40.4   N). Ce déplacement a provoqué une modification notable du LPC et la rupture de son flux. La visualisation des cartes montre que la terminaison coupée suite au déplacement de la structure s'  st r  trofl  ch  e pour générer une nouvelle structure anticyclonique. Elle apparaît en fait exactement à la place de l'ancienne dans cette figure. Le LPC est alors compl  tement déstructuré le long de la pente Catalane. Deux autres bouées amorcent des rotations à leur tour, toujours anticycloniques, sans que des structures correspondantes existent avec précision dans les modèles. Pour MEDWEST36, le champ s'  st significativement complexifié. Il apparaît alors de nombreux petits tourbillons et méandres d'une échelle semblable aux boucles réalisées par les bouées, mais ceux-ci sont situés trop au sud, en dessous de la veine du LPC.

Au final, le modèle contient donc effectivement des échelles tourbillonnaires compatibles avec les échelles observées et celles-ci se produisent dans une zone réaliste.

Encore pourrait-on se poser la question de savoir si les boucles effectuées par les bouées sont bel et bien en lien avec des tourbillons océaniques réellement présents dans la réalité. L'article de [Garreau et al., 2011 [48]] y apporte quelques éléments de réponse. Cette étude s'intéresse justement aux tourbillons Catalans générés durant l'automne 2007, exactement notre région et notre période d'intérêt, de même le mécanisme de formation probable⁷.

Le haut de la figure 4.30 extraite de l'article confirme la présence d'un tourbillon Catalan par l'observation altimétrique et satellite (SSH et SST). L'article identifie également d'autres épisodes de formation qui valident la capacité du modèle numérique utilisé dans cette étude (MARS3D à 1 km de résolution + un jeu de forçage atmosphérique MM5)    tout d'abord les générer, puis à modéliser leur évolution. Les tourbillons modélisés s'écoulent ensuite le long de la pente exactement comme dans PSY2V4. La figure en

7. Les tourbillons Catalans seraient formés au niveau de la Costa Brava près de la ville de B  g  r. Sont avancés comme mécanismes de formation un cisaillement horizontal de la Tramontane, associé à la remontée d'un courant chaud côtier vers le nord qui nourrit la vorticité.

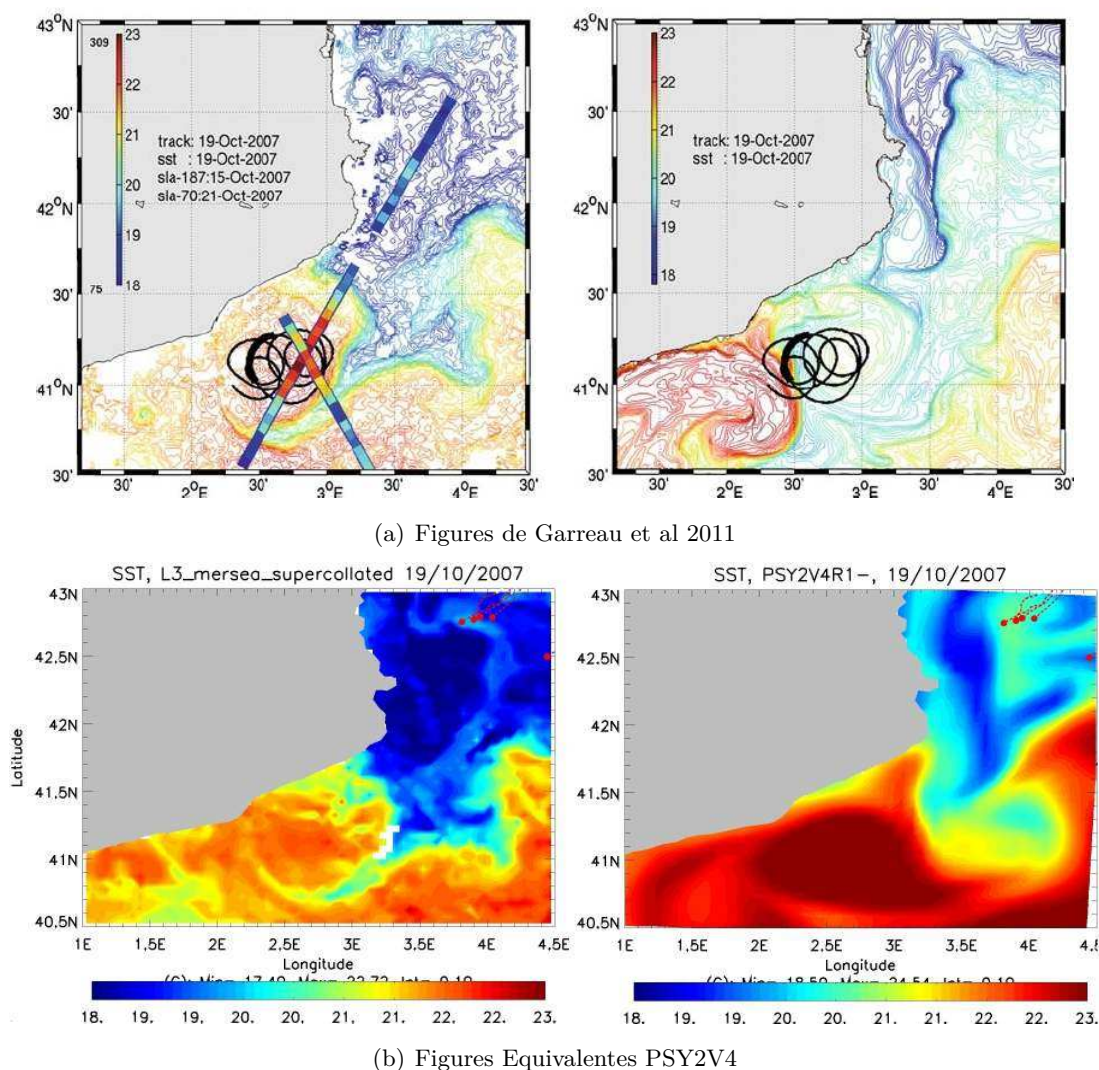


FIGURE 4.30 – (a) : Figures extraites de Garreau et al 2010 : Ces figures présentent la SST observée (à gauche) et prévue (à droite) par le modèle de P. Garreau. La SLA est observée le long de la trace altimétrique du satellite Jason 1 le 19 octobre 2007. La SST observée est issue d'un produit AVHRR de la NOAA. La figure de droite est le champ équivalent du modèle MARS3D à 1.2km de résolution horizontale. L'inscription gauche de la palette représente l'échelle de la SLA (mm) et l'inscription droite celle de la température ($^{\circ}\text{C}$). La ligne noire est une trajectoire de 10 jours d'un drifter dont la position au centre du segment correspond au 19 octobre. (b) : Figures équivalentes à celles de l'étude de P. Garreau pour la SST du produit Mersea supercollated déjà utilisé pour la validation de la SST de cette étude à gauche, et celle prévue par PSY2V4 à droite.

bas à droite montre le champ de SST équivalent obtenu avec ce modèle. Le tourbillon visible coïncide avec celui impactant la trajectoire observée à la figure 4.29(a). Ce tourbillon est présent dans PS2V4 avant la date de génération proposé par l'article ; il semble qu'il puisse être lié à un événement précédent introduit par l'assimilation de donnée.

4.5.4.3 Les conclusions sur l'aspect méso-échelle et la résolution

La motivation à utiliser la haute résolution visait à mieux représenter la méso-échelle, et en particulier les petits tourbillons. Au vu des résultats, il apparaît peu probable qu'un champ de vitesse modélisé à haute résolution sans aucune contrainte contiennent effectivement une information permettant de reproduire la trajectoire d'un objet réel en zone turbulente. Les problèmes de phases rencontrés à ces petites longueurs d'ondes peuvent facilement provoquer des erreurs de prévision lié à de la dispersion à petite échelle encore plus forte qu'à basse résolution. Pour notre problématique des tourbillons en Baléares, le modèle au $1/12^\circ$ est alors plus efficace, car il y a moins d'erreur à utiliser une solution plus lisse et moins divergente du transport moyen. Même en condition de courant de pente, la circulation à haute résolution est susceptible de générer des petites structures localement divergentes qui impactent négativement les résultats. Les systèmes avec assimilation de données tels que PSY2V4 semblent pouvoir reproduire les phénomènes les plus larges, mais ceux-ci sont souvent introduits de manière artificielle, ce qui peut permettre un phasage au moment de l'analyse, mais n'assure en rien une évolution correcte de la structure au cours du temps.

4.5.5 Le courant modélisé par MOTHY dans la couche de mélange comparé à celui de NEMO

Dans cette partie sont illustrées les différences existantes entre le courant de surface modélisé par NEMO et celui calculé par MOTHY. L'intérêt porte en particulier sur la représentation verticale du courant, ainsi que l'information dispensée par le courant de background (également une extraction de NEMO). Pour réaliser cette étude, des modules additionnels ont été implémentés à MOTHY afin d'effectuer *online* des sorties des variables impliquées à chacune des étapes clés du calcul du courant, et de pouvoir comparer des représentations équivalentes à NEMO.

Pour les champs bidimensionnels, c'est à dire le courant de Saint-Venant et les forçages, les variables sont sorties à une fréquence identique au rafraîchissement des forçages de surface, c'est à dire toutes les six heures. Pour le courant de Madsen, en particulier pour la constitution d'un profil, un échantillonnage du courant sur la verticale est calculé à partir d'un « faux profil » de particules positionnées sur des niveaux fixes. Cette opération est réalisée toutes les heures, juste après le calcul d'advection de MOTHY. Le profil est évalué au barycentre des particules afin de rester représentatif de la simulation en cours. Critère important, l'échantillonnage vertical doit être suffisamment raffiné dans le premier mètre afin de visualiser clairement la réponse au vent de MOTHY. Le tableau 4.6 précise la grille mise en place pour cette opération. Ces simulations avec MOTHY sont conduites sans

ajouter le courant de background au transport des particules afin d'évaluer uniquement les courants produits par MOTHY.

Grille d'échantillonnage du courant 1D MOTHY				
Couche considérée	<i>1ere valeur</i>	<i>5-10 cm</i>	<i>0.6-1 m</i>	<i>1.2-10 m</i>
Pas de discretisation	1 cm	5 cm	10 cm	20 cm
Couche	<i>10.5-20 m</i>	<i>21-100 m</i>	<i>100-200 m</i>	
Pas	50 cm	1 m	5 m	

TABLE 4.6 – Grille verticale utilisée pour l'échantillonnage du courant de MOTHY. Le premier niveau est situé à 1 cm. La couche suivante, située entre 5 et 10 cm de profondeur, est discrétisée avec un pas vertical de 5 cm, et ainsi de suite.

4.5.5.1 La comparaison des profils : variabilité haute fréquence

La série de figures 4.34 montre les différences obtenues pour le profil du courant de la couche de mélange au $1/36^\circ$ (il n'est pas utile de montrer les résultats au $1/12^\circ$ qui présentent la même physique verticale), et notamment leur particularité en terme de réponse au vent. Elles étudient les profils calculés lors de différentes phases de l'épisode de Mistral (avant, pendant et après). MOTHY, montre clairement ici le comportement d'un modèle de type Ekman, avec des courants très faibles et homogènes en l'absence de vent, mais avec une réaction importante et quasi-instantanée à ses variations.

Le 17 octobre à 16 h (figure 4.31(a)), les particules simulées avec MOTHY sont situées sur le plateau du Golfe du Lion. Le vent est d'une intensité faible (2.46 m/s) et souffle vers l'ouest/nord-ouest. Le courant de MOTHY est de ce fait peu intense (5 cm/s), quasi homogène sur la verticale en direction, et écarté d'un peu plus d'une trentaine de degré à droite du vent. Le courant de NEMO, en revanche, est deux fois plus intense en surface, avec une légère accélération vers 10 m de profondeur. Il est également plus enroulé sur la verticale (cf l'hodographe), avec des directions de surface vers le sud/sud-ouest, la vitesse à 60 m étant vers l'ouest/nord-ouest. À la surface, le courant de NEMO est dirigé vers le sud/sud-ouest, conduisant les courants de MOTHY et de NEMO à être écartés d'environ 120° degré à cette position. La faiblesse du vent fournit une profondeur d'Ekman analytique de 40 m, montrant qu'en cas d'utilisation de courant de fond pour cette situation, une vitesse d'environ 12 cm/s vers l'ouest/nord-ouest serait injectée au courant de MOTHY. La profondeur d'Ekman ne varie pas entre le 17 et le 18 octobre puisqu'elle est calculée de manière journalière et que le coup de vent du 18 octobre survient vers 20 h.

Lorsque le vent se déclenche (figure 4.31(b)), la position d'extraction du profil s'est déplacé vers le sud, le courant de MOTHY étant en moyenne dans cette direction. Pour un vent fort de près de 15 m/s, le courant de MOTHY est alors très énergétique en surface : il passe de 5 cm/s pour la situation précédente à 46 cm/s ici. Le profil est fortement cisailé en surface mais les vitesses restent alignées dans la même direction sur la verticale. Ce comportement est différent d'un modèle d'Ekman classique muni d'un coefficient de

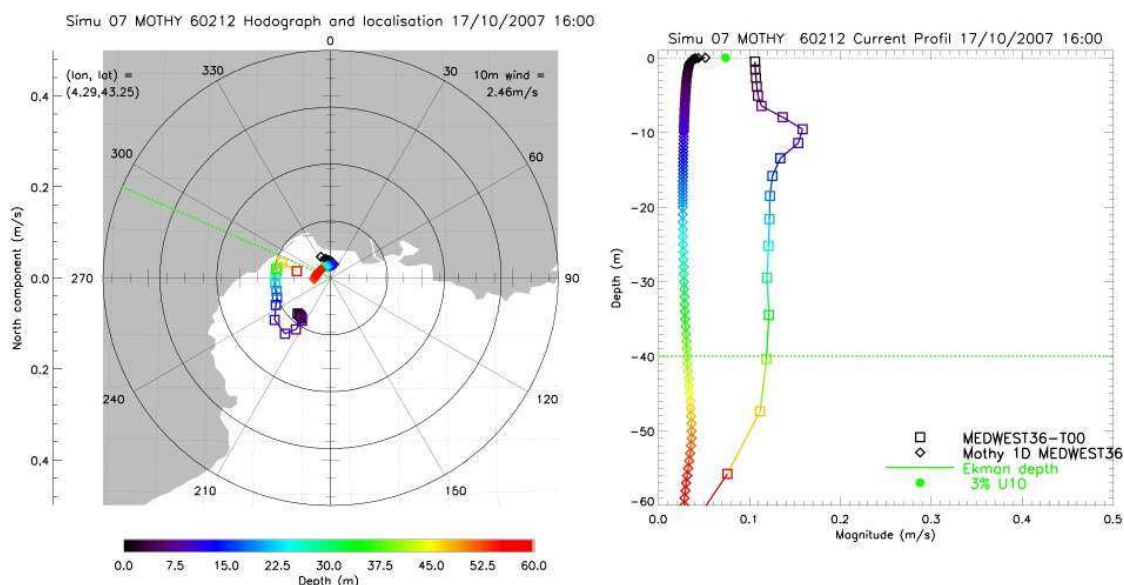
viscosité fixe. Le courant décroît extrêmement vite dans le premier mètre, jusqu'à atteindre 26 cm/s, ce qui représente une atténuation de près de 45 %. En condition de vent fort, le courant de MOTHY a tendance à être peu écarté du vent, l'écart étant de l'ordre d'une dizaine de degré pour cet exemple. Le courant de NEMO est également plus intense et moins cisailé que précédemment, mais est en revanche relativement écarté du vent (60 ° ici). C'était exactement l'ordre des erreurs angulaires visibles sur la figure 4.16(a) page 139 au moment du coup de vent. Il est à noter que pour un tel régime, le courant de surface MOTHY respecte l'approximation empirique du courant de surface équivalent à 3 % du vent à 10 m. La profondeur d'Ekman analytique, calculée pour la journée en cours est toujours de l'ordre de 40 m.

Le 20 octobre à 16 h, la situation de vent semble davantage forcer le courant de surface de NEMO. Pour cette date, il est aligné dans sa direction avec une intensité de 37 cm/s à la surface. Localement, le vent souffle à 9.33 m/s, procurant à MOTHY une vitesse de 24 cm/s. L'observation des séquences semble indiquer qu'il faut en général 2 à 3 jours avant que la couche de surface modélisée avec les simulations de NEMO ne réponde pleinement au vent. Cette réponse est instantanée dans MOTHY, car le modèle n'a pas d'inertie. Il n'y a pas de stratification représentée, ni même une circulation contrainte par d'autres forçages que le vent qui pourrait en atténuer les effets ou les retarder. Le mélange de surface est également beaucoup plus fort dans les simulations réalisées avec NEMO que celles réalisées avec MOTHY, et peut être que la profondeur de la couche de mélange est alors surévaluée dans celles-ci, ce qui produit des vitesses de surface trop faibles.

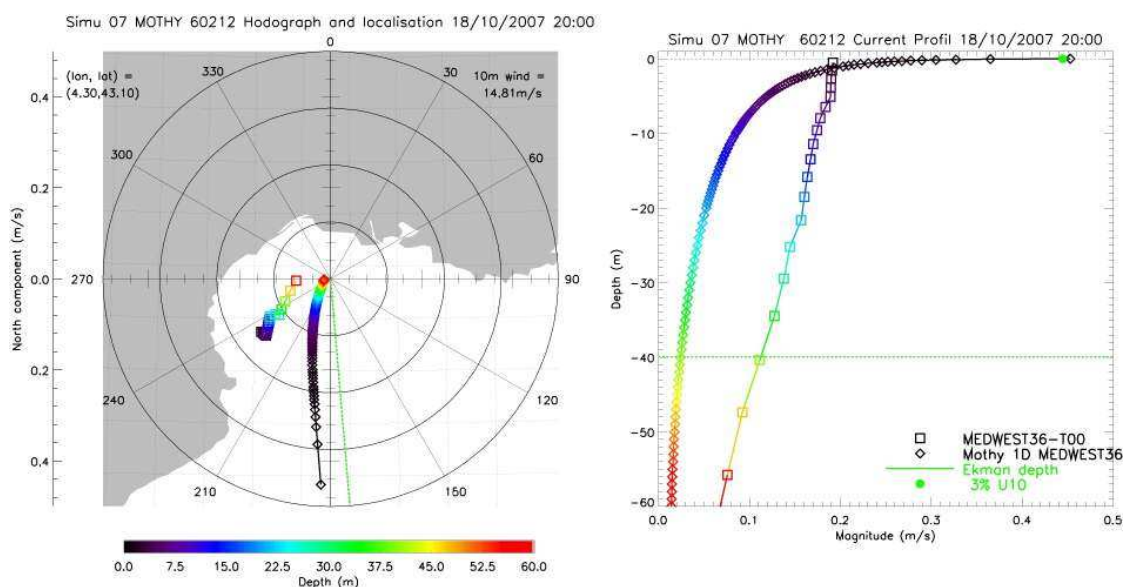
4.5.5.2 La comparaison des courants horizontaux : composantes basse fréquence de la circulation

Les figures 4.32 renseignent sur les différentes composantes intervenant dans le calcul du courant horizontal moyen pour le 19 octobre, entre 00 h et 06 h. La signature de l'épisode de vent est clairement visible dans le forçage atmosphérique (figure 4.32(a)). Le courant de Saint Venant (figure 4.32(b)) est alors pratiquement inexistant en dehors des plateaux, avec des valeurs de l'ordre du cm/s. La profondeur d'Ekman analytique, projetée sur les niveaux de la grille des modèles (figure 4.31(e)) est de l'ordre de 100 m pour l'épisode de Mistral soufflant avec des intensités d'environ 15 m/s. Les couches océaniques des zones les moins exposées sont creusées d'environ 20 m. Lorsque la profondeur d'Ekman analytique est supérieure à la bathymétrie, il s'agit principalement de zones de plateau et il est considéré que MOTHY n'a pas la nécessité d'ajout de courant de background (la profondeur d'Ekman analytique est mise à 0, mais cette valeur est en fait une valeur « drapeau »).

La figure 4.32(c) présente le champ de courant extrait sous les niveaux modèles de couche d'Ekman analytique. Pour comparaison, le courant de surface du champ 3D d'origine est visible sur la figure 4.32(d). Il est tout d'abord à noter la complexité du champ de courant NEMO rajouté en comparaison à la modélisation de Saint Venant. Cette dernière ne permet pas à MOTHY de représenter des structures tourbillonnaires ou des courants de grande échelle. Le courant de background échantillonne la signature de phénomènes ayant

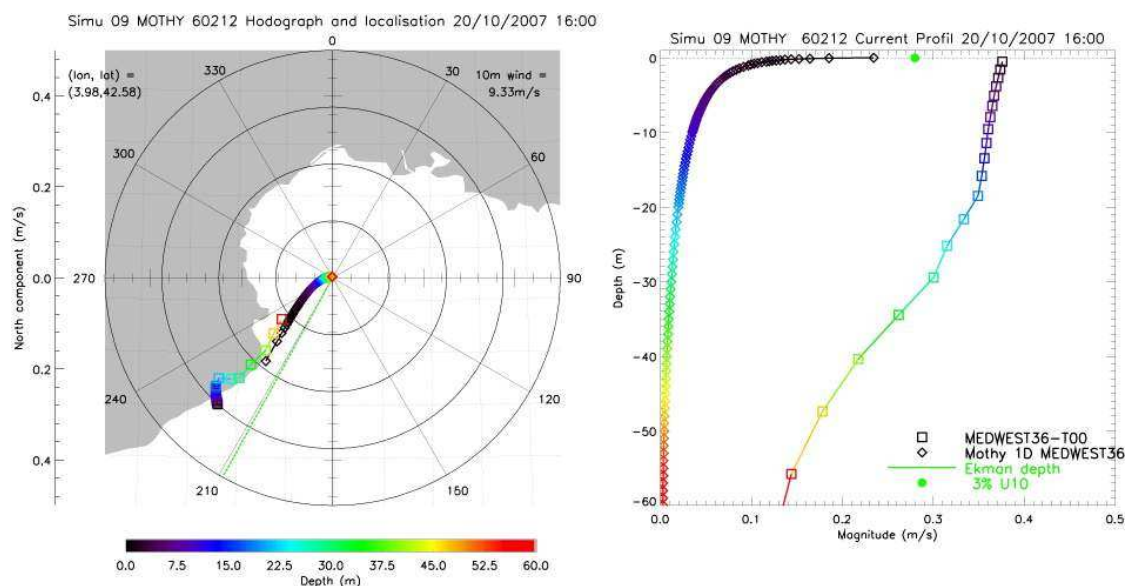


(a) 17/10/2007 : profil moyen horaire à 16 :00



(b) 18/10/2007 : profil moyen horaire à 20 :00

FIGURE 4.31 – Profils du courant MOTHY36 (diamants). (a) : avant le coup de vent, (b) : pendant le coup de vent, (c) : deux jours après le coup de vent. Les profils de MOTHY sont calculés heure par heure sur les positions moyennes des particules de la simulation en cours. À ces positions sont extraits des profils verticaux des simulations journalières de NEMO, ici MEDWEST36 (carrés). Le code couleur correspond à la profondeur (noir = 0 m, rouge = 60 m). Gauche : Hodographe vertical. L'extraction est positionnée géographiquement au centre de cette figure. Les coordonnées géographiques correspondantes sont indiquées en haut à gauche. Le segment vert donne la direction vers laquelle souffle le vent et son intensité est indiquée en haut à droite. Droite : profil vertical de l'intensité des vitesses. La profondeur analytique d'Ekman (en équivalent-niveau modèle) est marquée par une ligne pointillée verte (lorsqu'elle ne dépasse pas les 60 m), et la vitesse correspondante à 3 % du vent est indiquée à la surface par un point vert.



(c) 20/10/2007 : profil moyen horaire à 16 :00

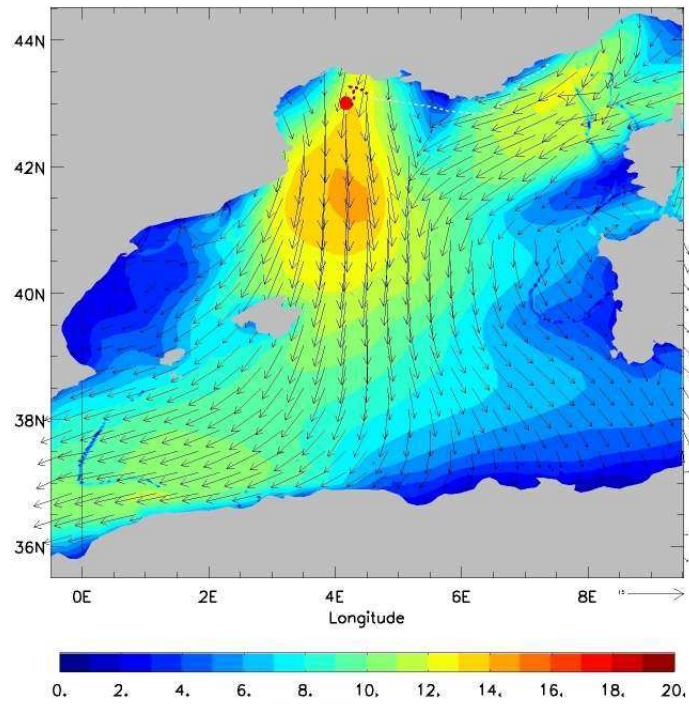
une extension verticale au moins supérieure à la couche de pénétration du vent moyen (c'est un calcul journalier en opérationnel).

Le champ extrait est proche de celui de surface, mais il est également vrai que cette extraction peut biaiser l'intensité des structures. Par exemple, pour un vent de nord de 15 m/s au niveau du Golfe du Lion, la profondeur d'Ekman est estimée à une centaine de mètre environ. La valeur du courant LPC extraite juste devant le Golfe à cette profondeur est de l'ordre de 15 cm/s contre 35 cm/s en surface. On se doute bien que dans la réalité, les bouées sont bien transportées avec des vitesses de surface. Le courant de background est alors biaisé. On pourrait aussi se dire qu'une partie de la vitesse du LPC en surface provient du champ de vent (régime de nord-est), et que pour cette fraction MOTHY n'a pas besoin d'ajout. Cet effet est plutôt en lien avec la composante moyenne du vent sur des échelles temporelles plus longues, ce que MOTHY ne peut clairement pas représenter. Notons également que certaines propriétés de la circulation, qui sont masquées par le forçage atmosphérique, ressortent davantage avec l'extraction verticale. C'est par exemple le cas pour l'extension du courant des Baléares au nord du Minorque.

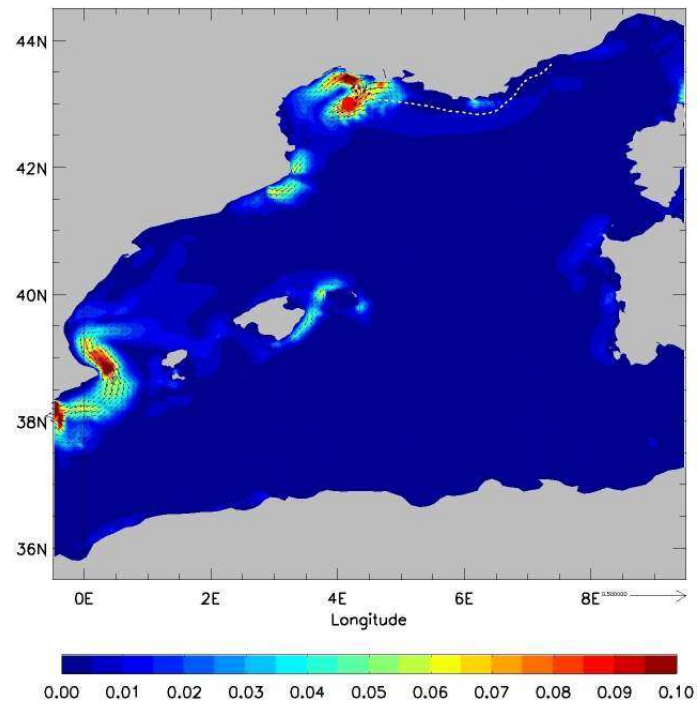
4.5.5.3 Les conclusions sur l'utilisation du courant NEMO en background de MOTHY

Les courants de MOTHY sont issus d'une modélisation du courant de surface construite sur une réponse directe au vent. Le profil du courant est alors extrêmement cisailé dans le premier mètre de surface en régime de vent important. Le courant de NEMO peut présenter des profils similaires, bien qu'étant moins intense en surface, mais surtout soumis à une inertie beaucoup plus importante.

Néanmoins, sans observations de profils de courant, il est difficile de dire si les propriétés du courant de surface de NEMO devraient se rapprocher de celui de MOTHY. Dans la modélisation de MOTHY, il n'y a de plus aucune paramétrisation des forces d'entraî-

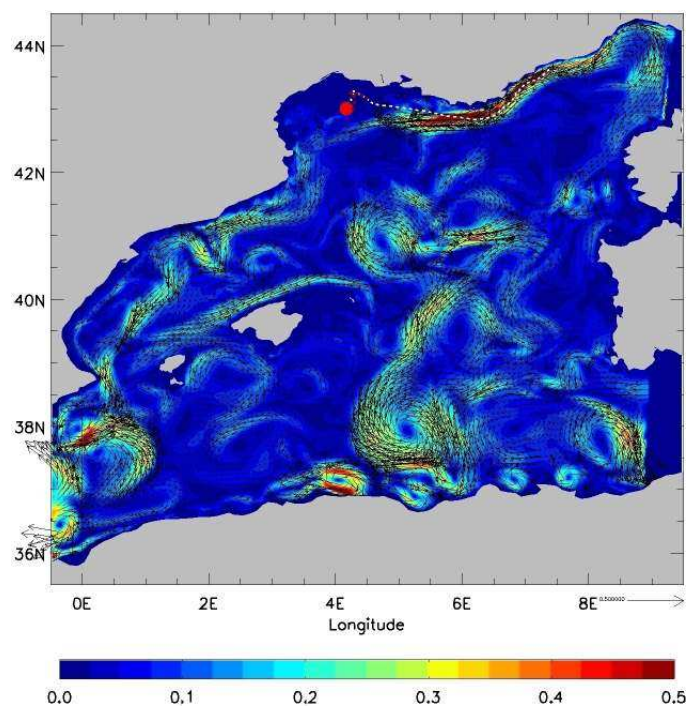


(a) Forçage en vent (m/s)

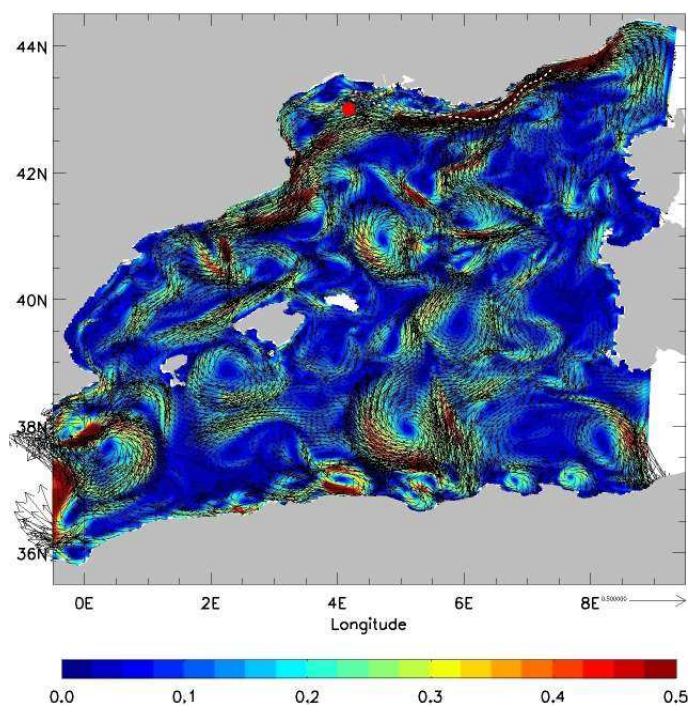


(b) Courant barotrope de MOTHY (m/s)

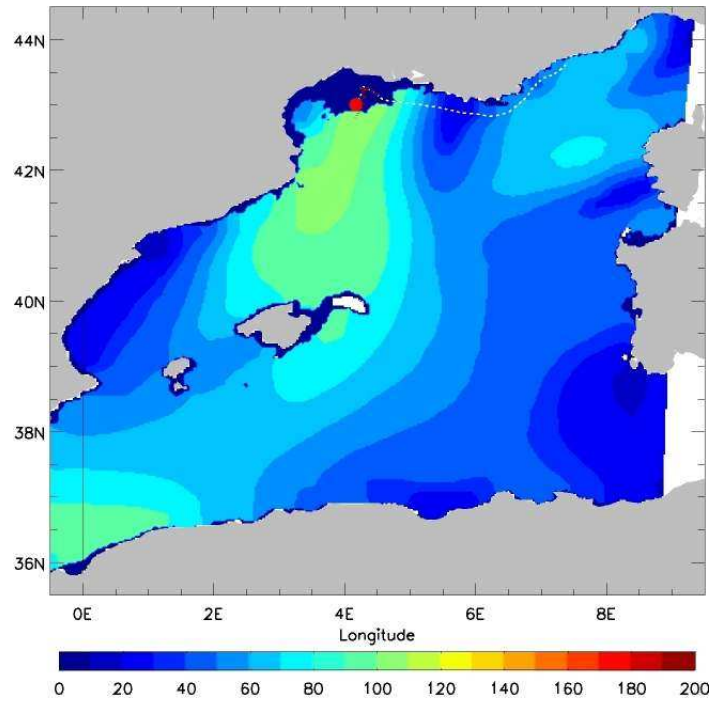
FIGURE 4.32 – Champs invoqués dans le calcul des courants horizontaux de MOTHY pour la date du 19/10/2007 de 0h00 à 06h00. Courant de Saint Venant de MOTHY (b) en réponse au vent (a) et à la pression. Le courant de fond Mercator (c) est extrait aux profondeurs modèles de la couche d’Ekman analytique (e). (d) : champ de surface de MEDWEST36.



(c) Courant de background de MEDWEST36 (m/s)



(d) Courant de surface de MEDWEST36 (m/s)



(e) Profondeur d'Ekman analytique (m)

nement du vent spécifiée. Il semblerait que le fort cisaillement présent dans les premiers centimètres soit permettre de représenter ces effets. Les bons résultats de Mothy poussent également à penser que les effets du vent local sur les couches de surface, comme la dérive d'Ekman et de Stokes sont en partie paramétrés par la modélisation 1D de Madsen. Il n'y a pas eu de travaux réalisés sur l'étude de ces points précis car l'objectif de la thèse était de travailler en priorité sur la modélisation du courant avec les configurations basées sur NEMO. Il est par contre clairement mis en évidence que les configurations régionales utilisées ici ne peuvent reproduire des courants de surface très réalistes à haute fréquence. En revanche, l'ajout du courant de background est toujours une plus-value, et ce même sur le plateau.

4.6 Sensibilité des prévisions de dérive aux paramétrisations et aux processus physiques

Dans cette partie sont exposés les résultats de nos tests de sensibilité décrits dans les sous-sections 3.3.3.1 et 3.3.3.2, page 77. Ceux-ci visent la modification de paramétrisations ou d'options de modélisation a priori sensibles pour la dérive océanique en Méditerranée. Les premiers tests portent sur les forçages, avec la désactivation de la marée (simulations T02), la suppression des fleuves (T03) et du forçage en pression, connu pour alimenter d'importants échanges côte-large (T04). Les simulations T05 à T07 utilisent le schéma de mélange vertical TKE2 dans sa paramétrisation standard et en modifiant les options d'ajustement convectif (voir section 3.2.2.6, page 56). À partir de la simulation T11 et pour toutes les suivantes, le forçage aux frontières est filtré afin de réduire l'impact des chocs d'analyses opérationnels. La simulation T10 a été menée en initialisant le modèle six mois plus tôt afin d'atténuer la dépendance à l'état initial et d'essayer d'obtenir une simulation se rapprochant d'un run libre. Enfin, les simulations T12 et T13 utilisent la paramétrisation des flux atmosphériques avec le formalisme CORE. La simulation T13 dispose d'une interpolation temporelle des flux online additionnelle. En fin de chapitre sont présentés les tests portant sur le mélange vertical induit dans la couche de surface par le déferlement des vagues. En parallèle, l'impact de vitesses additionnelles liées à l'entraînement par le vent et les vagues est évalué à l'aide d'un modèle linéaire pour le transport de surface.

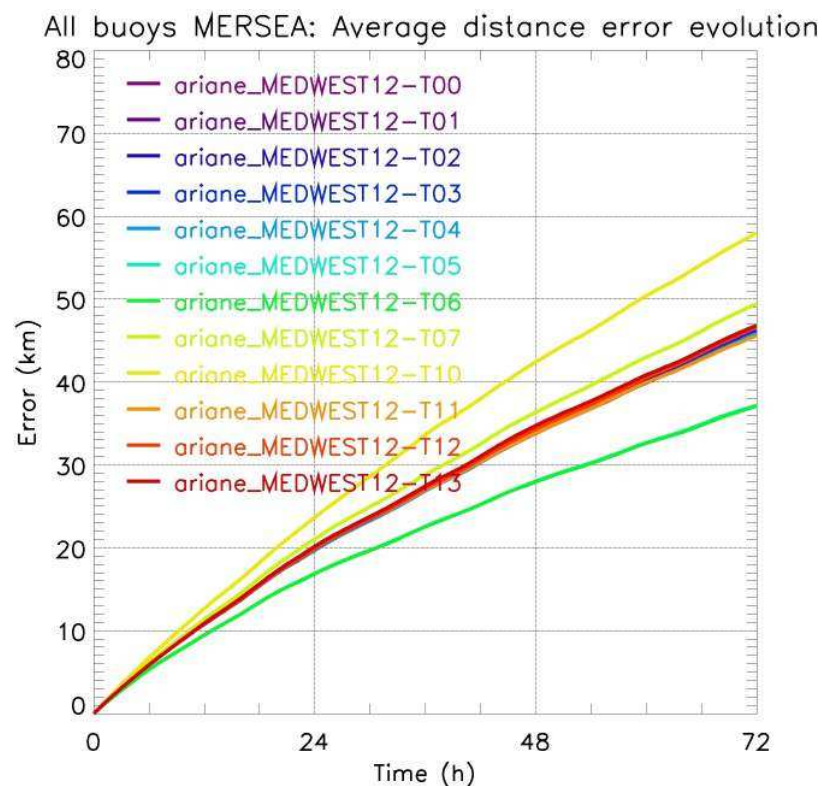
4.6.1 Les tests de sensibilité

4.6.1.1 Les résultats Statistiques

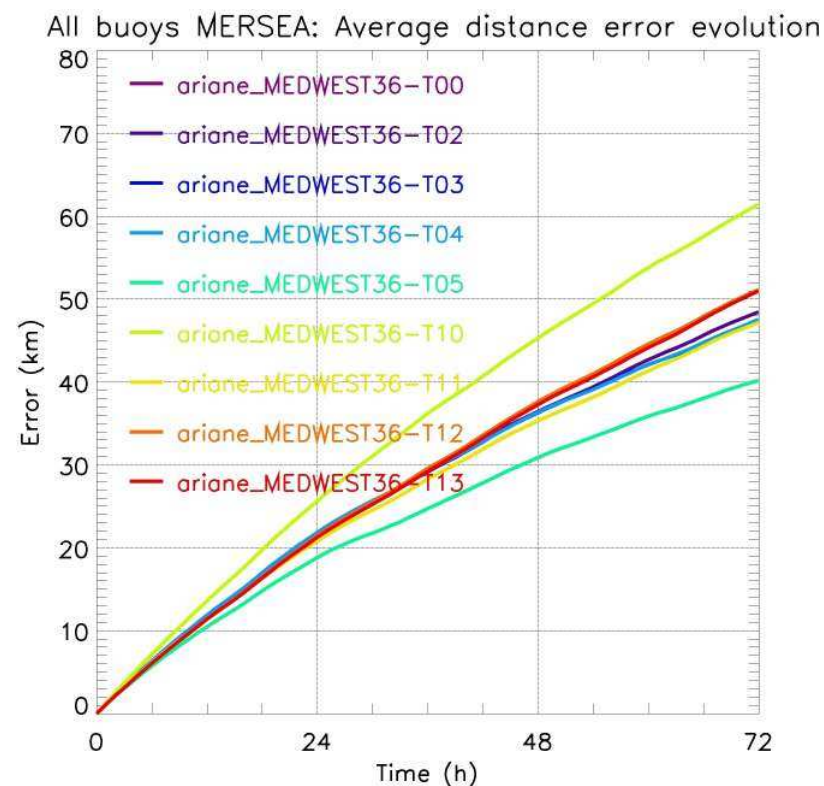
La figure 4.31 présente les scores en distance obtenus pour l'ensemble des tests de sensibilité menés au $1/12^\circ$ et au $1/36^\circ$. L'interprétation des résultats se fera plutôt sur la base des simulations au $1/12^\circ$, les résultats à plus haute résolution présentant une organisation similaire, avec des erreurs légèrement plus fortes pour quelques simulations (environ 3 km pour la prévision à 3 jours). Les simulations T06 et T07 qui n'ont pas été réalisées au $1/36^\circ$.

Les prévisions de dérive sont peu sensibles aux paramètres testés : neuf simulations sur douze présentent une courbe d'erreur presque similaire à la simulation de référence (T00). Ces prévisions concernent l'apport de la marée (T01), la fréquence de forçage atmosphérique journalière (T02), la suppression des apports fluviaux (T03) et la suppression de la pression (T04). Même la seconde série de prévision réalisées avec le forçage aux frontières filtrées (T11) et celles munies de la seconde formulation du stress du vent (formulation bulk CORE : T12 et T13) sont peu différenciables de la simulation de référence.

Quelques simulations s'en détachent en revanche plus nettement. Tout d'abord, la simulation la plus mauvaise concerne celle qui utilise un spin-up de 6 mois (T10, en jaune). L'erreur de distance pour l'échéance à trois jours est alors d'une dizaine de km supplémentaires par rapport à la référence (T00). C'est un résultat attendu de par le fait qu'un



(f) Évolution moyenne des erreurs de distance au $1/12^\circ$



(g) Évolution moyenne des erreurs de distance au $1/36^\circ$

FIGURE 4.31 – Évolution de la distance de séparation moyenne en fonction des différentes études de sensibilité menées avec les configurations régionales MEDWEST. La correspondance entre le numéro des simulations et des paramètres évalués peut être consultée sur les tableaux 3.7 et 3.8, page 78. 4.31(f) : Tests de sensibilité menés au $1/12^\circ$. La majorité des simulations s'inscrit dans la superposition de courbes centrales qui fournissent une erreur de 45 km au bout de 3 jours. Les courbes T05 et T06 fournissent également les mêmes résultats. 4.31(g) : Tests de sensibilité menés au $1/36^\circ$. Les simulations T01, T06 et T07 ne sont pas présentes sur ce graphe. Les courbes des simulations T00 et T02 sont confondues, de même que les simulations T12 et T13.

modèle libre diverge inévitablement d'un modèle mieux contraint. Ce test montre l'utilité de l'initialisation à partir d'un état assimilé. Des tests additionnels pour des temps de spin-up plus courts n'ont en revanche pas été réalisés.

Les quelques autres simulations ayant montré des différences notables sont les trois simulations qui utilisent le schéma de mélange vertical TKE (voir 3.2.2.5, page 55). La simulation T05 est paramétrée avec des options de références, celle portant le numéro T06 active l'option de l'ajustement convectif forcé sur les traceurs, et la simulation T07 l'active en plus sur les moments. La simulation T07 est légèrement plus mauvaise que celle de référence sur ce score de distance. L'erreur finale supplémentaire effectuée est de 3 km. Les simulations qui n'utilisent pas l'option de mélange forcé sur les vitesses (T05 en bleu turquoise et T06 en vert) présentent en revanche un score de distance sensiblement meilleur. Le résultat est du même ordre de grandeur que celui obtenu par Mothy associé au courant de Background. Au terme des trois jours d'intégration, le gain est d'environ 23 % sur l'erreur, avec un bénéfice visible dès les premières 24 h de prévision.

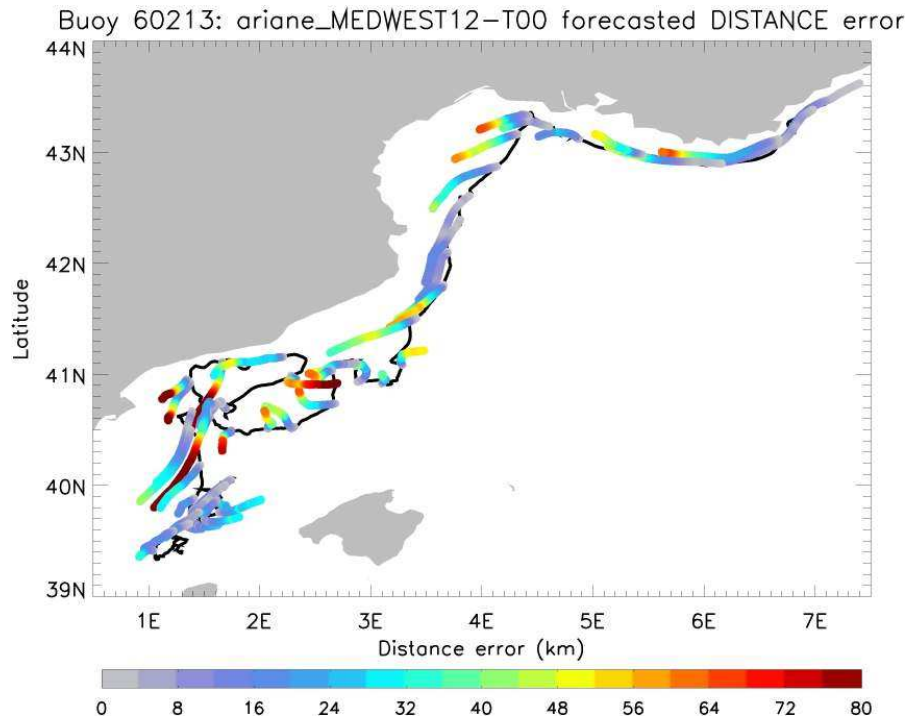
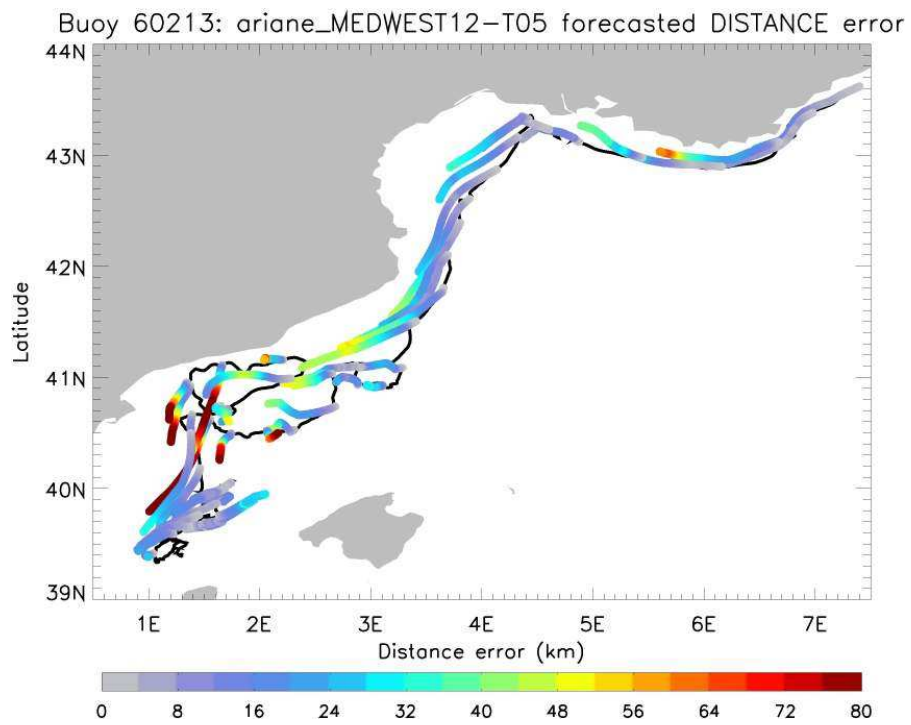
4.6.1.2 Les simulations avec TKE et l'ajustement convectif

Les figures 4.32 et 4.33 présentent les trajectoires prévues et l'erreur associée, en terme de distance, calculés à partir des courants des simulations T00, T05 et T07. Il est intéressant de constater les différences obtenues sur une trajectoire d'une bouée le long de la pente (N° 60213) et d'une autre dérivant vers le large (N° 75663).

Il est clair que la simulation T05, réalisée sans ajustement convectif et donc sans mélange additionnel dans la couche de surface, donne plus de poids au vent dans l'estimation du courant de surface. Ceci est surtout vrai pour des situations de vent fort. En effet, le long de la pente et de part et d'autre du GoL, là où le vent est plus faible, le courant reste peu modifié. Par contre, lorsque le mélange convectif est activé sur les vitesses (simulation T07), les prévisions de trajectoires redeviennent à peu près équivalentes à ce qui était obtenu précédemment avec le modèle $K - \epsilon$.

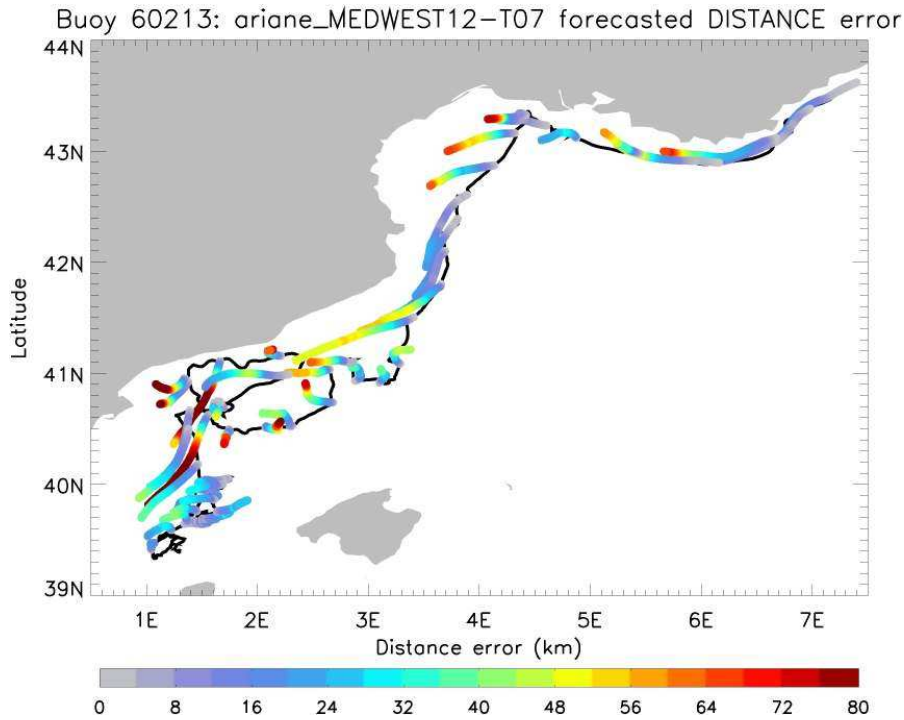
En pratique, lorsqu'une condition d'instabilité locale se produit et que l'ajustement convectif forcé est activé, les coefficients de mélange correspondants sont augmentées de $10 \text{ m}^2/\text{s}$. La figure 4.34 montre les profils de vitesse journaliers obtenus par ces simulations sous les mêmes situations étudiées à la sous-section 4.5.5.1, page 168, à savoir avant, pendant et après le coup de vent. La valeur des coefficients de mélange sur les vitesses calculés en surface sont également précisés. Ces extractions sont toutes situées au point de mouillage Lion afin de ne pas masquer la réponse au vent avec un aspect lagrangien (de même pour MOTHY).

Pour le 17 octobre, c'est à dire en cas de vent faible, les courants calculés par le modèle de Météo-France sont à nouveau également faibles et peu écartés de la direction principale du vent ($< 10 \text{ cm/s}$ en surface). Les courants de NEMO, en revanche, sont plus rapides (12 et 15 cm/s) et leur sont presque opposés en direction, avec une orientation vers l'est/nord-est. Les vitesses de surface sont équivalentes en terme d'intensité pour les modélisations $k - \epsilon$ et TKE avec l'ajustement convectif sur les moments, bien que la structure verticale des courants soit différente. Le modèle TKE avec cette paramétrisation


 (a) Trajectoires avec la simulation T00 (modèle $K - \epsilon$)


(b) Trajectoires avec la simulation T05 (modèle TKE2 sans ajustement convectif forcé)

FIGURE 4.32 – Cartographie de l’erreur en distance obtenue pour les prévisions de la bouée 60213 entre les courants de surface de référence (a), les courants utilisant le schéma de mélange TKE sans ajustement convectif forcé (b), et avec ajustement convectif forcé sur les traceurs et le moment (c)



(c) Trajectoires avec la simulation T07 (modèle TKE2 avec ajustement convectif forcé sur les traceurs et moments)

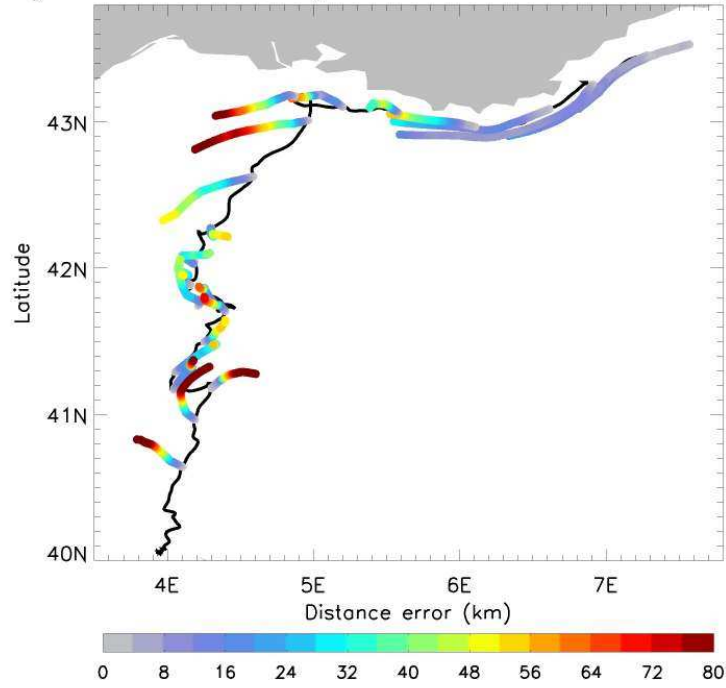
présente une couche de mélange importante jusqu'à 25 m de profondeur, mais celle-ci disparaît lorsque l'ajustement convectif est désactivé, ou si la paramétrisation est effective uniquement sur les traceurs. Par contre, les vitesses sont légèrement cisailées avec TKE dans le premier mètre, alors qu'elles sont totalement mélangées avec $k-\epsilon$. Concernant la valeur des coefficients de mélange à la surface, il existe un ordre de grandeur de différence entre les modélisations de type Madsen et celles disponibles dans NEMO ($10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ pour MOTHY contre $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ pour les modélisations de NEMO). De même, la valeur du coefficient de mélange de surface est cinq fois plus forte pour le modèle vertical $k-\epsilon$ que pour le modèle TKE.

Lorsque le vent est bien établi le 19 octobre, TKE fournit des courants de surface moyens plus énergétiques que $k-\epsilon$ (20 cm/s pour l'un contre 16 cm/s pour l'autre), mais moins que Mothy (27 cm/s). Les coefficients de mélange calculés avec TKE sont du même ordre de grandeur que ceux de MOTHY ($10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$), et une couche de mélange est générée jusqu'à 30 m pour ce modèle TKE (contre 40 m pour le modèle $k-\epsilon$).

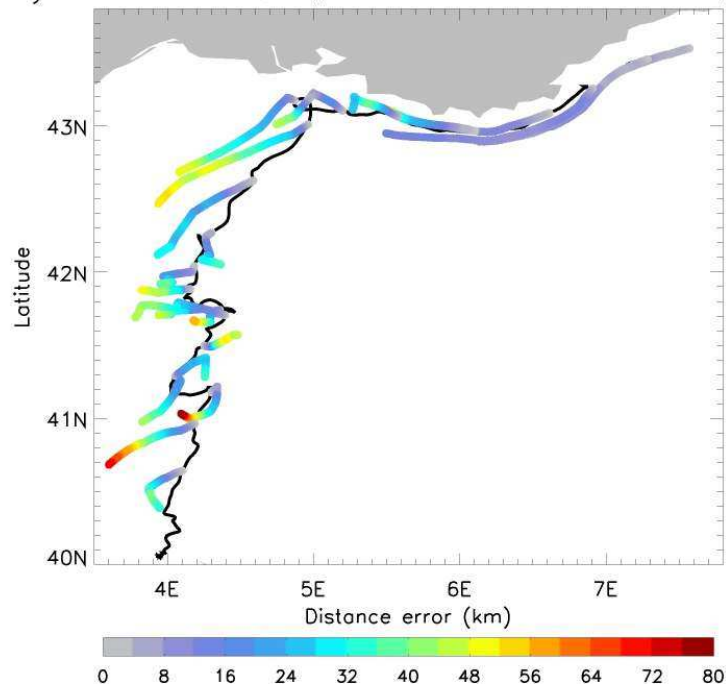
Quelques jours plus tard, lorsque le vent s'arrête, les courants de surface modélisés avec le modèle TKE sans ajustement convectif (ou avec la paramétrisation de la convection forcée effective sur les traceurs uniquement), sont plus forts que ceux calculés avec $k-\epsilon$, Mothy et TKE avec ajustement convectif sur les moments. Cet effet semble lié à l'inertie dans la réponse des couches de surface au vent déjà observé dans la sous-section 4.5.5.1, page 168, mais le poids donné au vent dans la contrainte des vitesses de surface est cette fois-ci plus important.

Tout d'abord, l'utilisation de la paramétrisation de l'ajustement convectif a effectivement peu d'effet lorsqu'elle est uniquement activée sur les traceurs. Les profils de vitesse

Buoy 75663: ariane_MEDWEST12-T00 forecasted DISTANCE error

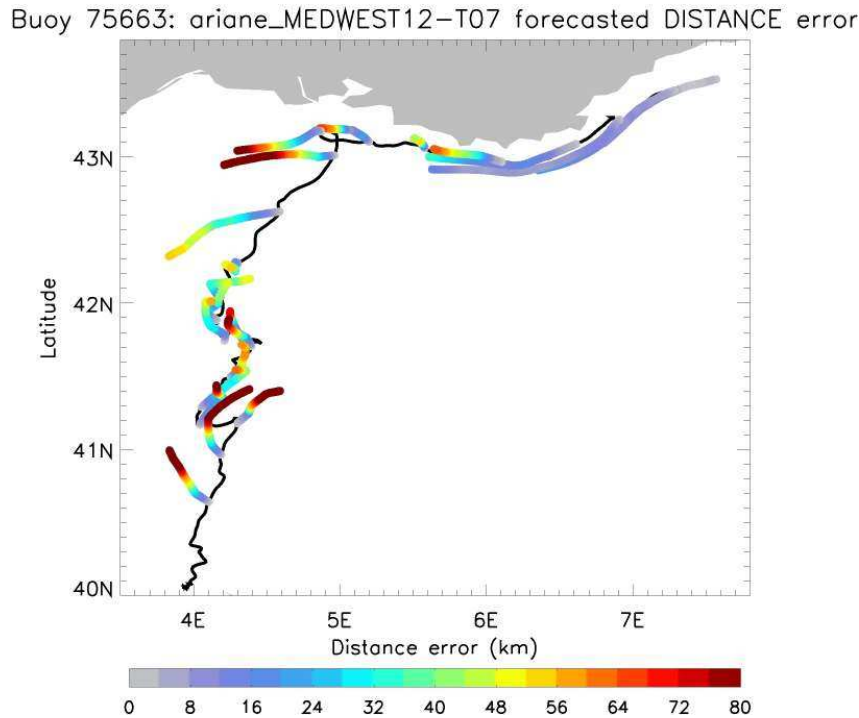

 (a) Trajectoires avec la simulation T00 (modèle $K - \epsilon$)

Buoy 75663: ariane_MEDWEST12-T05 forecasted DISTANCE error



(b) Trajectoires avec la simulation T05 (modèle TKE2 sans ajustement convectif forcé)

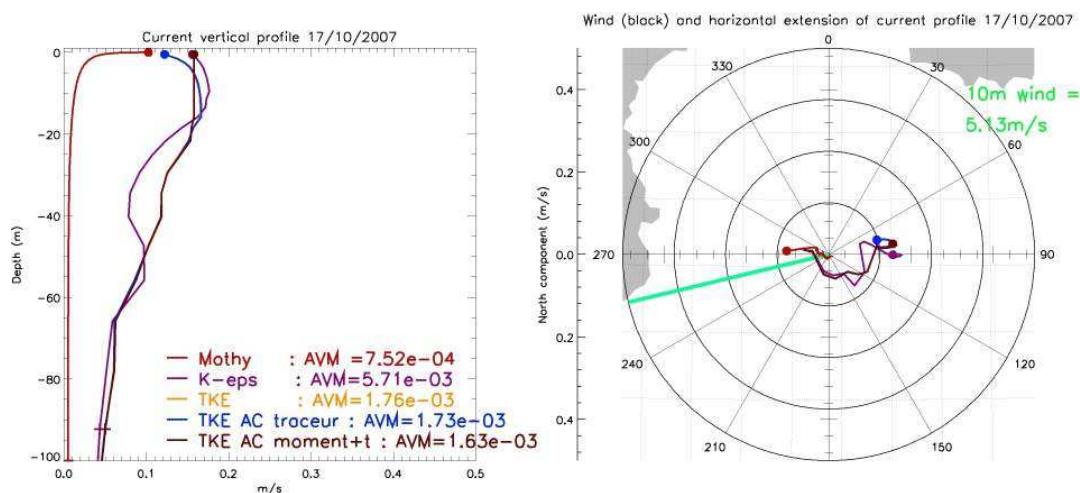
FIGURE 4.33 – Figures et simulations identiques à la figure 4.32 pour la bouée 75663.



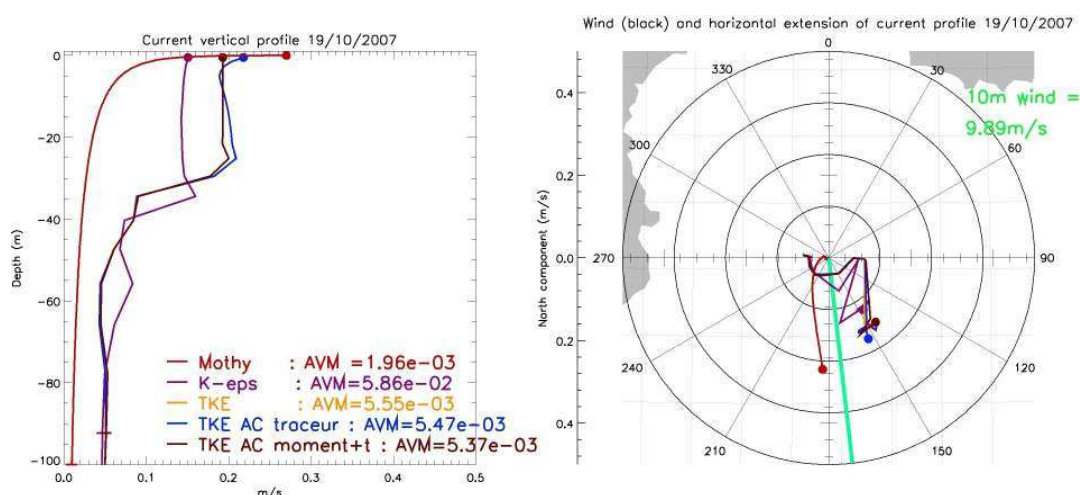
(c) Trajectoires avec la simulation T07 (modèle TKE2 avec ajustement convectif forcé sur les traceurs et les moments)

obtenus sont par contre assez différents lorsque cette paramétrisation est effective également sur le moment, avec une couche de mélange plus profonde et des résultats se rapprochant plus du modèle $k - \epsilon$. Les profils de vitesses obtenus sans paramétrisation de l'ajustement convectif sur le moment, présentent une dépendance au vent semblable à MOTHY, de même qu'un cisaillement marqué dans le premier mètre de la couche de surface.

Sans observations de profils de turbulence ou de vitesses lors de cet événement (ou de situations similaires), il n'est pas aisé de trancher. Le bon sens physique pousse toutefois à penser qu'en présence d'un vent fort, le mélange doit l'être également. Dans cette idée, les profils de vitesses calculé par les modèles k_ϵ semblent plus réalistes. Ces simulations ne seront pas davantage comparées pour deux raisons. La première est liée au fait les modèles de mélange verticaux TKE et $k - \epsilon$ sont paramétrés de manière différente dans ces simulations (pour satisfaire des standards opérationnels). Les jeux de paramètres sont réalistes, mais les valeurs de background pour l'énergie cinétique turbulente sont par exemple différentes, de même que les paramètres de conditions limites à la surface. Le but premier n'était pas de comparer directement les deux modèles physique, mais plus d'évaluer l'impact du passage d'un modèle à un autre dans une configuration opérationnelle. Deuxièmement, une limitation a été identifiée lorsque le modèle TKE fonctionne avec l'ajustement convectif sur le moment. Il s'agit d'un bug de conception de la routine, qui fait que le coefficient de mélange artificiellement augmentée est utilisé pour le calcul pronostique de l'énergie cinétique turbulente au lieu de sa valeur initiale, ce qui conduit à un déséquilibre physique du modèle. Ce bug a été identifié à posteriori de la génération de la simulation T07, et n'a pas été corrigé. Ces simulations permettent néanmoins de mettre

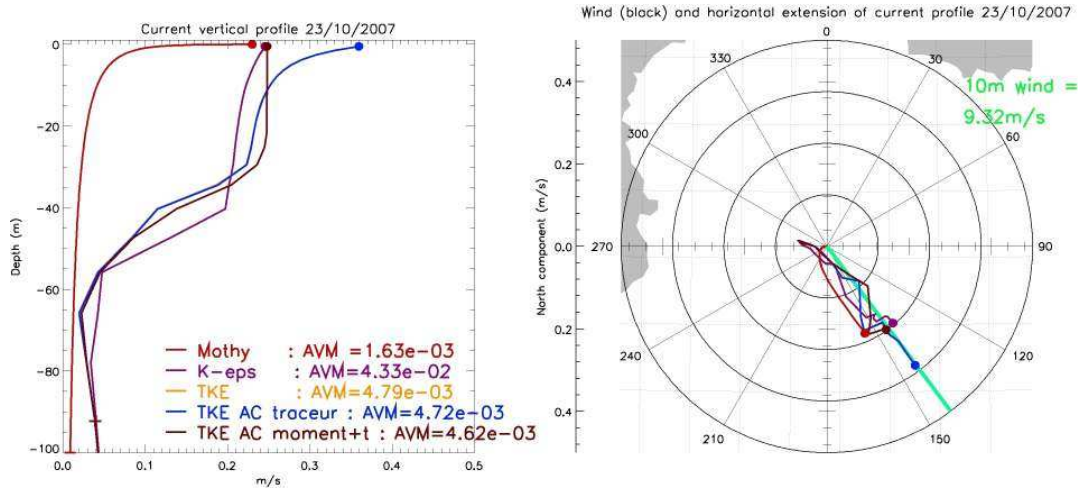


(a) 17/10/2007



(b) 19/10/2007

FIGURE 4.34 – Profils journaliers de courants obtenus pour différentes situations de vent au point du mouillage Lion. (a) : Avant le coup de vent, (b) : pendant le coup de vent et (c) : après le coup de vent. Gauche : profil vertical de l'intensité des vitesses. Les simulations évaluées sont : Mothy seul (rouge), MEDWEST12-T00 (K-eps, mauve), T05 (TKE, jaune), T06 (TKE + ajustement convectif sur les traceurs), T07 (TKE + ajustement convectif sur les traceurs et les moments). La valeur du coefficient de mélange vertical à la surface est précisé. Droite : Hodographes verticaux associés aux profils. Le segment vert donne la direction vers laquelle souffle le vent et son intensité est également indiquée.



(c) 23/10/2007

en évidence l'impact du mélange vertical pour les vitesses dans la couche de surface, et pour la dérive océanique. Les tests supplémentaires sur cette thématique de mélange seront maintenant réalisés systématiquement avec le modèle $k - \epsilon$ et porteront sur les paramètres relatifs à l'introduction énergétique de surface par les vagues.

4.6.1.3 Les conclusions sur les premiers tests de sensibilités

Les expériences de dérive en Méditerranée ont montré une sensibilité limitée aux différents tests, hormis ceux portant sur le mélange vertical. Les échanges océan-atmosphère jouant un rôle considérable en Méditerranée, une certaine amélioration des résultats était attendue avec l'augmentation de la fréquence du forçage ou/et une paramétrisation plus fine des flux turbulents à l'interface. Ce n'est pas le cas ici et une des limitations pourrait provenir de la résolution horizontale du jeu de forçage atmosphérique trop grossière ($1/4^\circ$). La mauvaise résolution de l'orographie des côtes catalanes, une contrainte majeure pour les entrées maritimes à haute fréquence, pourrait par conséquent restreindre la dynamique du champ de vent.

Ces tests montrent également que l'utilisation de prévisions de courants à partir d'un état initial analysé (ou à partir d'un système opérationnel) et un temps de spin-up relativement court sont des conditions importantes pour l'obtention de prévisions réalistes, en particulier concernant la circulation à méso-échelle. Dans la littérature, certaines études de dérive utilisent souvent des modèles libres, et nous encourageons pour ces applications le recours à des données extérieures assimilées pour une meilleure qualité des prévisions.

Nos tests sur le mélange vertical ont montré une sensibilité forte. En particulier, le schéma de mélange vertical TKE sans paramétrisation de la convection permet, en condition de vent fort, d'obtenir un profil de vitesse peu mélangé et fortement cisailé à la surface. Les vitesses décroissent alors fortement entre le premier et second niveau du modèle, un peu à l'image du profil obtenu avec Mothy. L'ajout d'une paramétrisation des instabilités convectives permet la création d'une couche de mélange où les vitesses sont homogénéisées. Cette physique est plus réaliste, et également proche de ce qui est obtenu

avec le schéma de mélange $k - \epsilon$. La réalisation de ces tests à plus haute résolution n'a pas apporté davantage de conclusion, mais les résultats sont en revanche plus dispersés.

Concernant la marée, il est apparu que ce forçage a légèrement modifié quelques une des prévisions au niveau des Baléares. La visualisation de cartes de RMS de vitesse entre les simulations T00 et T01 montre que la zone d'action de la marée est située principalement à Gibraltar, mais que l'anomalie introduite par la marée peut se propager par un entraînement des eaux atlantiques de surface et remonter en direction du canal d'Ibiza (le délai est d'environ 30 jours). Quelques faibles modifications du courant se produisent également le long de la pente catalane 15 jours après le démarrage des simulations.

4.6.2 L'impact du transport additionnel causé par l'entraînement par le vent et la dérive de Stokes

Avant de réaliser davantage de tests sur la physique verticale, il apparaît maintenant nécessaire d'évaluer l'impact des processus manquants à la dérive de surface : l'entraînement direct par le vent et la dérive de Stokes. Ces processus sont soumis à des incertitudes importantes car ils sont souvent directement paramétrés à l'aide de formules empiriques en fonction de la vitesse du vent. Ils pourraient compter pour une large partie du biais, et de ce fait peuvent parasiter considérablement le réglage de la physique verticale dans NEMO. Une inclusion de ces effets est ici évaluée. Le modèle physique de transport de surface suivant est envisagé pour le transport des bouées :

$$U_{surface} = U_{courant} + \alpha_{wf}U_{10} + U_{Stokes} \quad (4.8)$$

avec $U_{surface}$ la vitesse de déplacement de l'objet, $U_{courant}$ la vitesse du courant océanique de surface, $\alpha_{wf}U_{10}$ l'entraînement par le vent sur la partie de l'objet à l'air libre, avec α_{wf} le *facteur de prise au vent* et U_{10} la vitesse du vent à 10 m, et enfin U_{Stokes} le courant de Stokes généré à la surface par la propagation des vagues.

Les données du constructeur accordent aux bouées dérivantes PTR une dérive additionnelle de 3% du vent à 10 m dans une direction similaire à celui-ci, en plus du transport par le courant. Le résultat obtenu à la section 4.4.4, page 144, est en accord avec cet ordre de grandeur, puisque le coefficient trouvé est de 2.24 avec le jeu de donnée formé par les courants et champs de vent prévus. Puisque cette estimation pourrait également englober la dérive de Stokes, il convient d'essayer un set de valeur, tel que : $\alpha_{wf} \in [1, 1.5, 2, 2.5, 3]$.

Le courant de Stokes est un mécanisme de transport de surface induit par la propagation des vagues. Son effet sur la circulation est généralement négligé car l'interaction du courant de Stokes avec la force de Coriolis produit un courant en sens opposé : la dérive d'Hasselmann. Le transport net est alors nul sur la verticale. En revanche, ce n'est pas le cas directement à la surface où le courant de Stokes l'emporte sur le courant d'Hasselmann, produisant un transport net dans le sens de déplacement des vagues. La dérive des objets de grande dimension et relativement bien immergés (de l'ordre de quelques dizaines de m.) sont faiblement impactés car les courants de Stokes deviennent négligeables à une profondeur égale à 1/4 de la longueur d'onde des vagues. [Ardhuin et al., 2004 [5]] ont

montré, lors d'une étude visant la reproduction de la dérive de boulettes d'hydrocarbure du Prestige, que la contribution de la dérive de Stokes à 1 m sous la surface compte au moins pour 30% du transport total. Sur ce cas d'étude, la dérive de Stokes se produit avec une orientation d'environ 30 ° à droite de la direction de la mer du vent.

La vitesse de Stokes étant un agent de transport relié au vent, la littérature suggère qu'il est possible d'utiliser une paramétrisation simple en fonction du vent à 10 m. En océan ouvert, [Rasle et al., 2007 [120]] proposent une valeur telle que :

$$U_{Stokes} = \alpha_{ss} U_{10} \approx 0.013 U_{10} \quad (4.9)$$

Les auteurs insistent sur le fait qu'il s'agit d'une paramétrisation plutôt grossière et globale visant à être employée dans des modélisations océaniques à grande échelle et sans couplage direct avec un modèle de vagues. L'article présente une cartographie globale de α_{ss} sur l'année tel que $0.008 < \alpha_{ss} < 0.015$. La paramétrisation vise à reproduire les effets d'une mer du vent pleinement développée du fait de la relation linéaire et instantanée au champ de vent. C'est condition rarement atteinte en état de mer réel. La phase inertielle du développement des vagues et ses variations spatiales (le fetch) ne sont pas pris en compte, ni le fait que les vagues puissent rester développées alors que le vent décroît. La contribution de la houle au transport n'est également pas prise en compte, mais celle-ci est inférieure de 30 % à celle produite par une mer du vent de même période de pic et de même hauteur significative [Rasle et al., 2006 [121]]. Il est donc recommandé plutôt de s'orienter vers des champs produits par un vrai modèle de vagues pour une modélisation plus réaliste et physique.

Le projet IOWAGA⁸ (Integrated Ocean Waves for Geophysical and Applications.) est un système de prévision des vagues mis en place par le SHOM, dans le cadre du projet inter-organismes "Previmer"⁹. Ce projet diffuse à l'intention de la communauté scientifique et aux particuliers les principaux paramètres de vagues calculés à l'aide du modèle WAVEWATCH 3 (WW3). Les champs de vitesses de Stokes utilisés ici proviennent de projet, les champs étant fournis avec une résolution de 1/12° sur la Méditerranée et avec une résolution temporelle de 3 h. Dans le cadre d'IOWAGA, WW3 est enrichi de paramétrisations « maison ». Par exemple une paramétrisation spécifique du déferlement permet de réduire l'erreur sur l'estimation de la dérive de Stokes d'environ 50 % [Ardhuin et al., 2009 [4]].

4.6.2.1 Les résultats de la haute fréquence océanique

Il serait dommage de se restreindre à l'utilisation de sorties de courant journalières alors que l'on dispose de champs à 3 h pour les vitesses de Stokes. Il faut néanmoins vérifier que l'utilisation des sorties haute fréquence pour les courants océaniques (de la circulation générale) ne dégradent pas les prévisions de dérive. C'était précisément le

8. <http://wwz.ifremer.fr/iowaga>

9. F. Ardhuin et R. Magne, *Numerical Modelling in coastal area*, présentation lors des Journées Génie Côtier Génie Civil, 2010.

cas en cas d'utilisation de la haute résolution spatiale avec le modèle MEDWEST36, la variabilité à petite échelle étant peu déterministe.

Pour lever cette incertitude, les prévisions de dérive ont été reproduites avec sorties moyennées à différentes échelles temporelles. Des jeux de courant à 3 h et à 6 h ont ainsi été générés à partir de sorties horaires de la simulation MEDWEST12-T11. Les résultats statistiques des prévisions de trajectoire sont visibles sur le tableau 4.7.

Prévisions de dérive avec des courants à haute fréquence				
		Echéances évaluées		
Modèle	Fréquence	24 h	48 h	72 h
MEDWEST12	<i>journalier</i>	19.25 km	33.31 km	45.17 km
	<i>6 h</i>	18.93 km	32.97 km	44.81 km
	<i>3 h</i>	18.93 km	33.00 km	44.85 km
	<i>1 h</i>	18.93 km	33.00 km	44.82 km
MEDWEST36	<i>journalier</i>	20.13 km	33.31 km	45.17 km
	<i>6 h</i>	19.76 km	34.15 km	45.63 km
	<i>3 h</i>	19.75 km	34.20 km	45.86 km
	<i>1 h</i>	19.76 km	34.21 km	45.86 km

TABLE 4.7 – Distances de séparation obtenues pour les courants à 1 h, 3 h, 6 h et journalier. Les jeux de courant sont issus des simulations T11.

Pour ce scénario d'étude, peu de sensibilité a été observée entre les scores en distances et la résolution temporelle de forçage utilisé. Il apparaît un très léger gain d'environ 300-400 m sur les erreurs entre utiliser les courants à 6 h à la place des courants journaliers, ce qui est somme toute négligeable (notamment sur des erreurs de 40 km pour trois jours de dérive). À plus haute fréquence, il n'y a pratiquement pas de gain. Il est en revanche rassurant de voir que l'utilisation de courants à 3 h ne détériore pas les résultats et que l'on peut sans crainte les combiner à cette résolution temporelle avec les prévisions de vent de l'ECMWF et de courants de Stokes de WW3.

4.6.2.2 L'importance et l'ordre de grandeur estimé des vitesses de Stokes dans le cadre de l'expérience MERSEA

Une carte de vent à 10 m est visible sur la figure 4.35. Il s'agit d'une moyenne à 3 h de la situation de vent entre 12 h et 15 h, pour le 30/10/2007. On y observe une signature de Mistral/Tramontane typique, avec des vents bien étendus sur l'ensemble du bassin et des magnitudes atteignant les 15 m/s en plein océan. Les vitesses de Stokes prévues par WW3 à cette date sont également reportées sur la figure et une forte similitude au champ de vent est immédiatement visible. Celle-ci confirme que c'est surtout le forçage par le vent (autrement dit la mer du vent) qui apporte une contribution significative aux vitesses de Stokes. La houle est connue pour être courte en Méditerranée à cause d'une distance de fetch réduite, et de l'étroitesse du bassin qui ne permet pas une propagation efficace des

ondes, un peu à l'image de la marée dans cette zone.

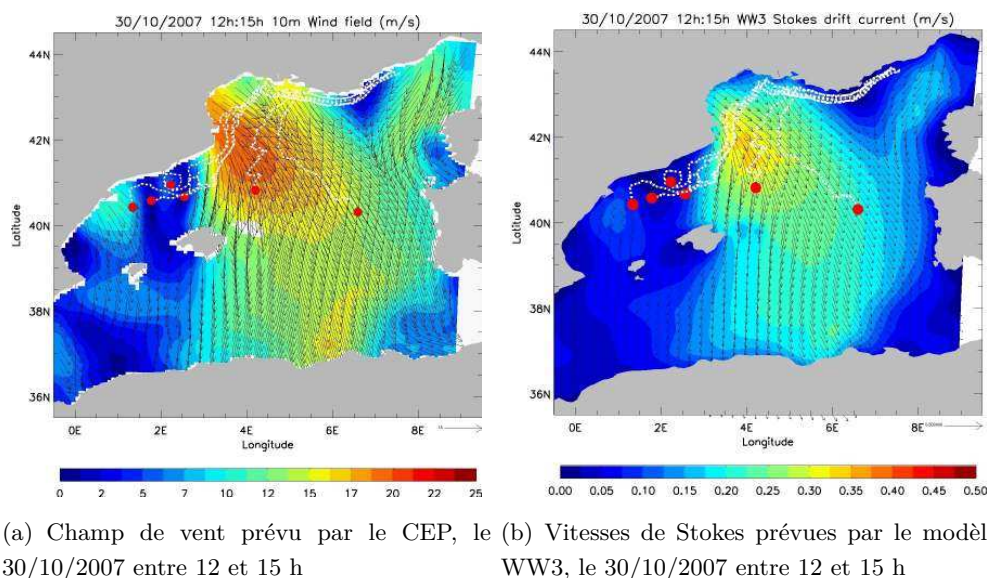


FIGURE 4.35 – Champ de vent analysé par l’ECMWF et vitesses de Stokes modélisées par le modèle de vague WW3. Les champs sont des moyennes entre 12 h et 15 h pour le 30/10/2007.

Pour des vitesses de vent de l’ordre de 15 m/s, les courants de Stokes générés sont de l’ordre de 20 cm/s, ce qui est exactement du même ordre de grandeur que la paramétrisation proposée par l’équation 4.9. Pour les maximas de vent, le rapport entre les vitesses du courant et du vent passe à 0.017. Il est donc confirmé que les vitesses de Stokes ont un rôle à jouer en cas de vent significatif. Hors présence de houle, la structure du champ de vent est ici relativement bien retrouvée, confirmant le choix de paramétrisation des vitesses en fonction du vent à 10 m.

4.6.2.3 Les résultats du modèle physique avec ajout des courants de Stokes et de la prise au vent

L’équation 4.8 modélise le déplacement de la bouée comme une contribution linéaire de différents processus bien séparés. Il faut cependant garder à l’esprit que ces processus sont issus d’un système *couplé* atmosphère-vagues-courant, ce qui limite le réalisme d’un tel modèle. Ainsi, le vent génère les vagues qui elles-mêmes cèdent leur énergie à la circulation par action mécanique. Mais les vagues peuvent également en retour céder du moment au vent lorsque leur vitesse de phase est plus rapide que le vent local.

Dans la pratique, un seul champ de vitesse final est utilisé pour mener à bien cette étude. Celui-ci est construit à partir des différentes combinaisons possibles et ensuite directement utilisé avec le logiciel Ariane. Pour rappel, l’exactitude de l’algorithme d’Ariane requiert la non-divergence du champ de vitesse tridimensionnel pour le calcul des lignes de courant, ce qui peut ici poser problème au vue des différentes sources. Dans les couches de surface océaniques, les vitesses verticales sont relativement faibles, ce qui assure également une divergence faible du champ de surface. Par contre des erreurs plus importantes

peuvent être introduites en additionnant le champ de vent à 10 m et les vitesses de Stokes de surface. Cette problématique n'a pas été considérée.

La figure 4.36 montre les scores de dérive obtenus avec les différentes combinaisons évaluées. Les tests réalisés portent sur un ajout des vitesses de Stokes calculées par WW3 (MEDWEST12-T11-StokesWW3, en mauve) ainsi que celles obtenues par la paramétrisation (4.9) (MEDWEST12-T11-StokesCEP, en bleu marine). Concernant la prise au vent seule, un facteur de prise au vent égale à 3 a été retenu, alors que le modèle fait intervenir plusieurs valeurs pour α_{wf} .

L'évolution de la distance de séparation en fonction du temps pour l'ensemble des modèles évalués est visible sur la figure 4.36(a). Il est possible de séparer les courbes d'erreur en trois groupes, l'écart significatif étant de l'ordre de 4 km (10 % de l'erreur moyenne). Les prévisions les moins bonnes (45 km d'erreur au bout de 3 jours) sont relatives au champ de vitesse de référence MEDWEST12-T11 à 3 h, ainsi qu'à l'ajout simultané des vitesses de Stokes modélisées par WW3 et un facteur de prise au vent égale à 3 %. Ce facteur est sans doute surévalué dans cette dernière combinaison puisque diminuer celui-ci à 2.5 % permet de diminuer l'erreur finale de 5 km. Toutes les autres combinaisons offrent des courbes d'erreur à peu près comparables, avec des distances de séparation comprises entre 32 et 36 km en moyenne au bout de trois jours d'intégration. La meilleure solution revient ici à ajouter les vitesses de Stokes WW3 en plus d'un facteur de prise au vent égale à 1 %. Les vitesses de Stokes paramétrées en fonction d'une fraction de la vitesse du vent à 10 m donnent des résultats très proches de la modélisation WW3. Les scores pour cette paramétrisation sont même très légèrement meilleurs en moyenne, peut-être parce que l'on corrige également de manière systématique un biais de réponse au vent dans le modèle et/ou la valeur de la prise au vent.

Les courbes d'erreur en direction montrent que les erreurs angulaires à l'initialisation diminuent fortement suite à l'ajout des vitesses de Stokes. Les écarts passent de 14.48 ° pour le courant océanique seul à 6.46 ° pour l'addition des vitesses de Stokes paramétrées en fonction du vent, et à 5.87 ° avec l'addition des vitesses de Stokes modélisées. Le fait de rajouter un entraînement par le vent diminue encore cet écart, qui passe de 2.62 ° pour l'ajout d'un facteur de prise au vent de 1 % jusqu'à 0.059 ° pour un facteur de prise au vent de 2.5 %.

L'impact de ces différents ajouts est clairement visible sur les vitesses des particules simulées lorsqu'elles sont comparées à celles des bouées. Les vitesses de Stokes font diminuer le biais de 4 cm/s. En augmentant progressivement le facteur de prise au vent, la vitesse moyenne des bouées est atteinte pour une valeur de $\alpha_{wf} = 2$. Les oscillations apparaissant dans la courbe de vitesse des bouées sont clairement en lien direct avec la variabilité haute fréquence du vent puisqu'elles se retrouvent pour des facteurs de prise au vent importants.

La figure 4.37 montre une cartographie de l'erreur en distance pour les prévisions de la bouée 75663. Les cartes 4.37(a) et 4.37(b) comparent les trajectoires obtenues avec le champ océanique de référence et avec celles utilisant la meilleure combinaison réalisée (MEDWEST12-T11 à 3 h + Stokes-WW3 + 1 % U10).

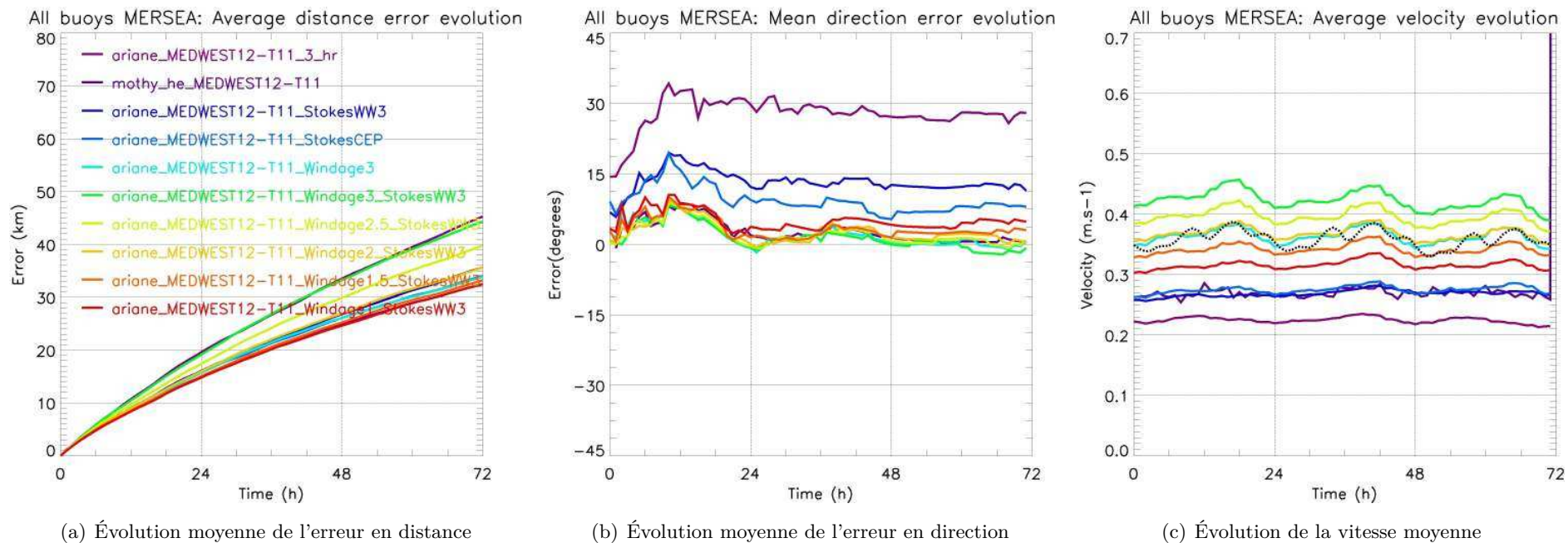


FIGURE 4.36 – Scores de dérive moyens obtenus avec diverses combinaisons du modèle de transport linéaire de l'équation 4.8. La simulation de référence est celle utilisant les courants de MEDWEST12-T11 à une fréquence temporelle de 3 h (mauve). Les suffixes *StokesWW3* et *StokesCEP* font respectivement référence aux ajouts des vitesses de Stokes du modèle de vague WW3 et celles obtenues avec la paramétrisation en fonction du vent à 10 m prévu par le CEP (soit 1.3 % de U_{10}). Les suffixes *WindageX* correspondent à l'ajout d'une fraction X % du vent à 10 m. Quatre valeurs ont été évaluées : 1, 1.5, 2, 2.5 et 3 %. Par exemple, la simulation *ariane – MEDWEST12 – T11_{windage3stokesWW3}* signifie que l'on a combiné le courant de surface de MEDWEST12-T11 à 3 h avec un champ de vitesse équivalent à 3% du vent à 10m et les vitesses de Stokes calculées par WW3.

La grande majorité de la trajectoire du large est mal simulée avec uniquement les courants de surface. L'ajout des vitesses de Stokes et d'une fraction du vent permet de corriger considérablement les défauts, en particulier, pour les prévisions au sud de 39 °N qui n'étaient jamais suffisamment transportées vers le sud, ce qui produisait alors des distances de séparation finales très importantes (de l'ordre de 80 km). L'ajout des processus manquants permet d'obtenir des erreurs en distance inférieures à 20 km pour ces dernières prévisions. Les trajectoires calculées juste après le coup de vent sont également mieux reproduites. Il apparaît néanmoins que l'utilisation d'un facteur de 2.5 % pour la prise au vent soit plus réaliste que 1 % pour représenter le décrochage de la bouée vers le sud. En utilisant cette valeur, les dernières prévisions vers 39 °N sont par contre transportées trop loin. Cette dernière remarque relève sans doute de la limitation de l'utilisation d'un coefficient fixe. Il n'est cependant pas possible de généraliser cette idée à partir d'un jeu de donnée aussi mince.

4.6.2.4 Les conclusions sur l'ajout de la dérive de Stokes et l'entraînement par le vent

Il est clair que le rajout des composantes des vitesses de Stokes et d'une paramétrisation de l'entraînement par le vent permet de mieux reproduire les trajectoires des bouées dérivant le plus au large, là où la circulation océanique est plus faible. Ces processus permettent de combler pratiquement tous les biais obtenus avec la modélisation océanique seul (NEMO). En particulier, l'erreur systématique de direction de vitesse d'une quinzaine de degré à droite du vent disparaît. Il apparaît maintenant clairement que ce biais soit en lien direct avec le Mistral et le sens de circulation des courants. La paramétrisation de la vitesse de Stokes à partir du vent seul semble être suffisante dans le bassin ouest Méditerranéen en situation de Mistral et Tramontane (ce qui revient à ne pas considérer le transport par la houle).

4.6.3 Les tests de sensibilité sur le mélange vertical causé par le déferlement des vagues

Cette série de tests modifie la condition de surface du modèle de mélange vertical $k - \epsilon$ sur deux paramètres. Le premier est relatif aux flux d'énergie cinétique turbulente introduit par les vagues dans la couche de mélange. Cette alimentation énergétique peut être modifiée aux travers du réglage du coefficient de Craig et Banner α_{CB} (voir section 3.2.2.9, page 60). Plus ce coefficient est important, plus de poids est donné à l'injection de TKE par le déferlement des vagues. L'autre paramètre sensible est la longueur de mélange en surface (ou rugosité de surface). Elle correspond à la profondeur d'injection de cette énergie et est solidaire de la hauteur significative des vagues (plus les vagues sont grosses, plus de l'énergie peut pénétrer profondément). Ce réglage s'effectue à l'aide d'un coefficient α_{Hsw} . [Carniel et al., 2009 [22]] ont montré que la modification de ces deux paramètres pouvaient avoir un impact considérable sur les trajectoires de flotteurs modélisés en condition de Bora violente en Adriatique. Cette expérience a ici été reproduite le cas d'étude en Méditerranée.

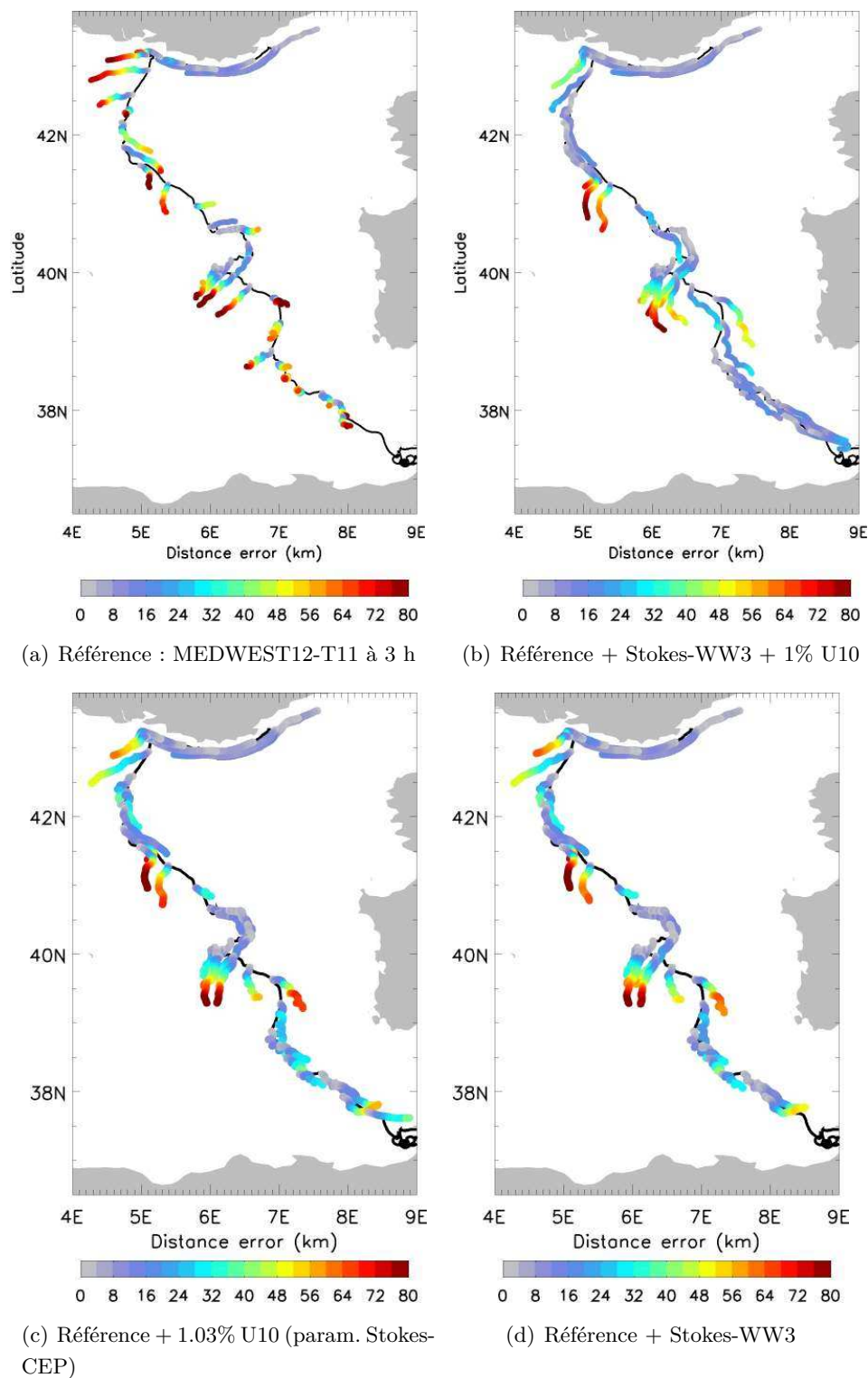
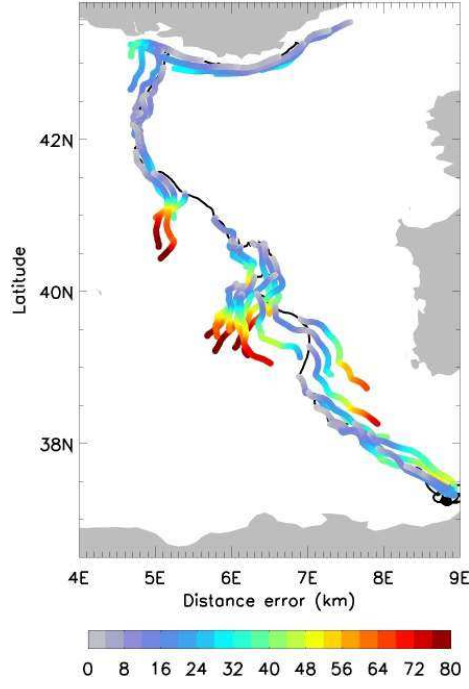


FIGURE 4.37 – Prévisions de dérive pour les différentes combinaisons visant à rajouter la dérive de Stokes et la prise au vent, et erreurs en distance associées pour la bouée 75661.



(e) Référence + Stokes-WW3 + 2.5% U10

Les courants de MEDWEST12-T13 à 3h sont ici utilisés, champ qui représente la meilleure physique disponible sur l'ensemble de nos simulations. Les vitesses de Stokes de WW3 et un facteur d'entraînement de 1% du vent sont ici également rajoutés, en accord avec les résultats précédents. Pour les simulations de référence, les deux paramètres testés sont réglés avec $\alpha_{CB} = 100$ et $\alpha_{Hsw} = 1.3$. Ces valeurs de références ont été modifiées avec des gammes assez larges, la table des tests et les simulations correspondantes peuvent être consultées page 83. Les simulations T15 à T17 proposent des modifications respectives de α_{Hsw} telles que $\alpha_{Hsw} = [0.5, 1, 1.5]$, tandis que celles de T18 à T20 testent respectivement $\alpha_{CB} = [50, 150, 200]$.

La figure 4.38 montre les variations de l'intensité du vent modélisées au point de mouillage Lion et les valeurs de l'énergie cinétique turbulente de surface calculées pour chacune des simulations. Les résultats de la modification du coefficient de Craig et Banner sont effectifs pour les simulations T18 à T20. L'augmentation de ce paramètre donne plus d'importance à l'injection de TKE par les vagues, elle-même relié au cube de la vitesse de friction. La valeur de TKE en surface n'est pas directement l'image du champ de vent car son estimation est soumise à l'équation pronostique du modèle (rappel : l'injection d'énergie causée par le déferlement est le terme de production à la surface, mais pas la valeur de TKE en elle-même). L'impact de la modification de la rugosité de surface via le paramètre α_{Hsw} n'est pas aisément visible sur ce graphe.

Les figures 4.39 montrent ce qu'il peut être obtenu en terme de mélange vertical pour une situation réaliste de Mistral-Tramontane (vent de sud/sud-ouest de 17 m/s), à nouveau au niveau du mouillage Lion. Cette situation est choisie car c'est l'une de celles où les différences sont les plus visibles (contrairement à celles où le vent est plus faible).

La modification des coefficients, eux même en fonction de la vitesse de friction dans leurs paramétrisations respectives.

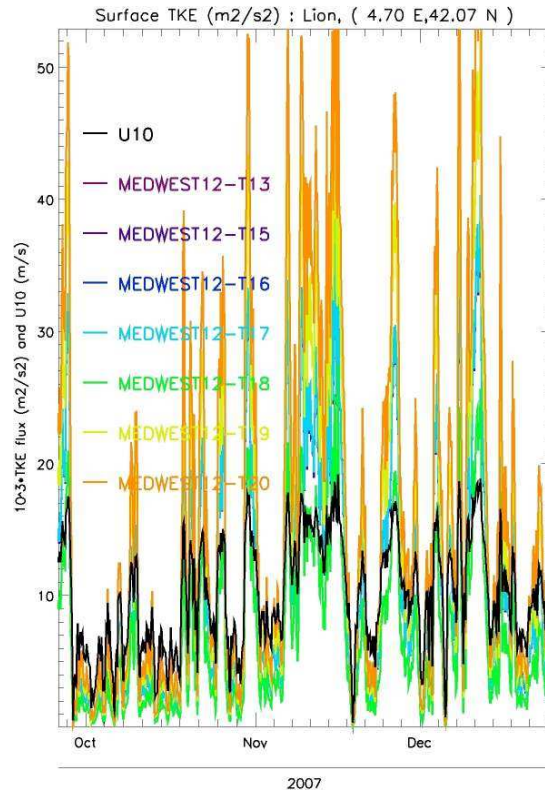
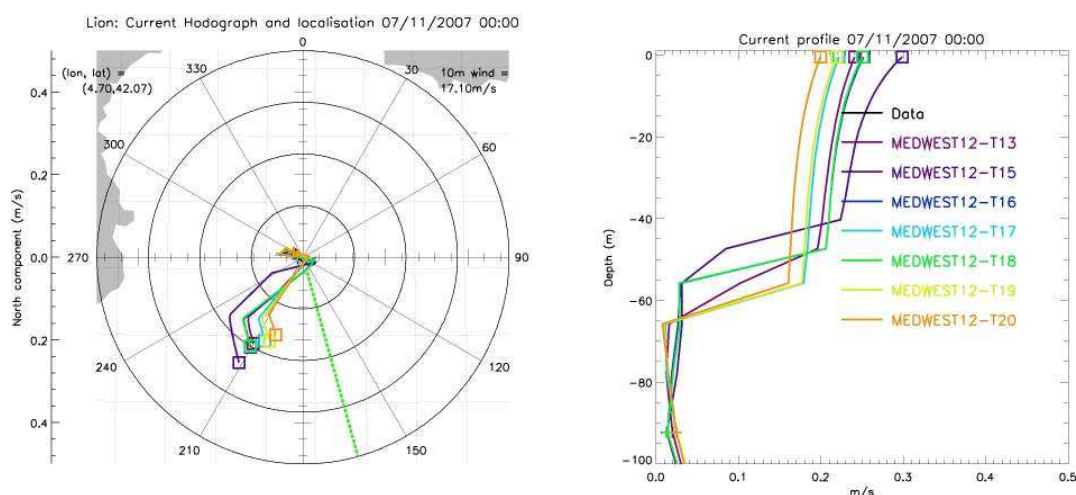


FIGURE 4.38 – Série temporelle de l'énergie cinétique turbulente de surface calculée au point de mouillage Lion. L'intensité du vent à 10 m est représentée par la courbe noire et est exprimée en m/s. L'énergie cinétique turbulente est exprimé en m^2/s^{-2} pour les simulations T13 et T15 à T20.

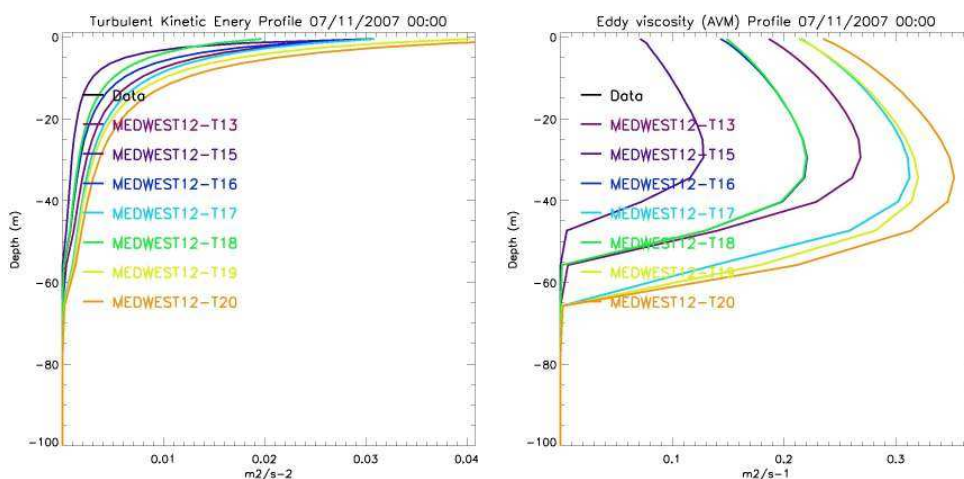
La figure en bas à gauche montre les profils de TKE obtenus pour chacune des simulations. À la surface, quatre simulations possèdent exactement la même condition, avec une énergie turbulente égale à un peu plus de $0.03 m^2/s^{-2}$. Ce sont celles pour lesquelles le coefficient α_{CB} n'a pas été modifié (T13, T15, T16 et T17). En revanche, lorsque l'on augmente la rugosité de surface (T15 à T17), le profil de TKE devient de plus en plus mélangé et donc moins cisaillé sur la verticale. Les courbes verte, jaune et orange proposent une modification du coefficient de Craig et Banner, et dès lors, la valeur de surface de TKE est fortement modifiée. La modification de la condition de surface agit sur le profil entier de TKE sur la verticale.

La figure en bas à droite présente les profils des coefficients de viscosité. La simulation de référence T13 présente une viscosité de $0.2 m^2/s$ en surface. Ce graphique montre qu'en situation de vent fort, la diminution (resp. augmentation) de ces deux paramètres diminue (resp. augmente) également les coefficients de mélange. Sur les profils de vitesse, les valeurs les plus importantes sont atteintes pour la situation la moins mélangée (simulation T15). La simulation où les vitesses sont les plus faibles (T20) diminuent cette valeur de 10 cm/s. Ceci correspond à une distance de séparation de 26 km pour trois jours de prévisions. Pour les courbes centrales, les différences de vitesses sont de l'ordre de 5 cm/s, ce qui renvoie à un écart de 13 km pour trois jours d'intégration. Au final, ces modifications peuvent donc avoir un impact assez important, si tant est que les différences se produisent exactement

au passage des bouées.



(a) Profil de courant, le 07 Novembre à 00h00



(b) Profil d'énergie cinétique turbulente, le 07 Novembre à 00h00

(c) Profil de viscosité turbulente, le 07 Novembre à 00h00

FIGURE 4.39 – Paramètres du modèle du mélange obtenus pour une situation de Mistral-Tramontane datée du 07 Novembre. (a) : Hodographe et profil vertical de vitesse. (b) Profil d'énergie cinétique turbulente. (c) : Profil de viscosité turbulente.

Les résultats obtenus sur les scores en distance pour diverses échéances de dérive sont visibles sur le tableau 4.8. Force est de constater que les prévisions sont peu sensibles à ces modifications, mis à part pour la simulation où la longueur de mélange de surface est égale à une fraction de 1.5 de H_{sw} . Les scores sont alors fortement dégradés, avec une distance de séparation finale de 37 km. Même si ces paramètres ont un impact certain lors de situation de vent fort sur le profil de vitesse, l'échantillonnage de l'expérience et du protocole mis en place ne permet pas de le faire ressortir.

Résultats des tests de sensibilité du mélange par les vagues			
	Echéances évaluées		
Modèle	24 h	48 h	72 h
T13 : $\alpha_{CB} = 100$ et $\alpha_{Hsw} = 1.3$	13.97 km	23.21 km	30.07 km
T15 : $\alpha_{Hsw} = 0.5$	13.93 km	23.32 km	30.07 km
T16 : $\alpha_{Hsw} = 1$	13.94 km	23.17 km	30.41 km
T17 : $\alpha_{Hsw} = 1.5$	17.84 km	29.63 km	37.38 km
T18 : $\alpha_{CB} = 50$	13.94 km	23.17 km	30.07 km
T19 : $\alpha_{CB} = 150$	14.00 km	23.32 km	30.29 km
T20 : $\alpha_{CB} = 200$	14.04 km	23.39 km	30.40 km
Mothy-he-MEDWEST12-T11	14.32 km	24.39 km	32.18 km

TABLE 4.8 – Résultats des scores en distance obtenus à l’aide des paramétrisations sur le mélange par les vagues. Toutes les simulations avec Ariane ont été réalisées avec des sorties haute fréquence enrichie des courants de Stokes WW3 et d’une prise au vent de 1%.

Chapitre 5

Prévisions de dérive près des côtes angolaises (Atlantique Équatorial)

5.1 Synthèse des connaissances sur la dynamique de l'Atlantique tropical sud et de la circulation de surface

5.1.1 L'importance de la variabilité saisonnière et les caractéristiques générales du Golfe de Guinée

L'océan équatorial est au cœur du système météorologique global. De par la sphéricité de la terre, c'est la région reçoit l'énergie solaire maximale par unité de surface. Le bilan radiatif terrestre¹ moyen est, par voie de conséquence, positif dans la zone intertropicale et déficitaire dans les régions sub-polaires. Ce déséquilibre explique la répartition des climats selon la latitude : chauds en zones intertropicales et froids en zones polaires. Celui-ci est également à l'origine des transferts énergétiques méridiens depuis l'équateur vers les pôles qui deviennent ainsi les zones d'évacuation de la chaleur excédentaire. Ces échanges se font aux travers des mouvements des fluides de la surface terrestre, l'océan et l'atmosphère, qui sont les acteurs principaux de la régulation thermique globale.

L'air des basses couches équatoriales forme en se réchauffant une zone relativement dépressionnaire. Celle-ci définit l'équateur météorologique et entraîne la convergence des masses d'air tropicales des latitudes adjacentes. Cette région, de par sa dynamique, porte le nom de *Zone de Convergence Intertropicale* (ou *ITCZ* en anglais).

Ce mouvement de convergence forme le système d'Alizés, vents qui pointent vers l'équateur de part et d'autre de celui-ci. L'entraînement de la rotation terrestre leur imprime une composante zonale typique venant de l'est².

Le mouvement des masses d'air n'est pas seulement horizontal à la surface de la terre, mais s'effectue en trois dimensions. L'évaporation et la conservation de la masse élèvent les masses d'air chaudes et humides jusqu'à la tropopause. Elles voyagent ensuite en direction des pôles. L'influence progressive de la force de Coriolis et les échanges thermodynamiques avec le milieu ambiant forcent une descente vers les 30 èmes parallèles. La subsidence se produit au niveau des anticyclones subtropicaux des Açores pour l'hémisphère Nord et de Saint Hélène pour l'hémisphère sud. Cette circulation verticale définit en météorologie les fameuses *cellules de Hadley*.

5.1.1.1 La mousson Africaine

Chargées en eau, ces flux de masses d'air exercent une influence considérable sur la pluviométrie du Nordeste (région côtière du Brésil) et du Sahel qui sont les zones les plus touchées par le phénomène de mousson équatoriale, nom donné à ces précipitations spectaculaires. La position de l'ITCZ et la température de surface de la mer sont les deux facteurs qui conditionnent l'intensité de la convection, et donc l'intensité des pluies et leur répartition.

Aux moussons sont également liées deux modes de variabilité qui se superposent à la variabilité moyenne. Le premier mode est trans-équatorial et porte le nom de mode dipole-

1. Différence entre l'énergie reçue et l'énergie réémise par la réflexion et l'émission thermique.

2. Cette direction de provenance donne d'ailleurs le nom anglais "easterlies".

laire tropical Atlantique (TAD). Ce mode est caractérisé par un gradient hémisphérique de la SST. Le second est un mode équatorial semblable à l'ENSO dans le Pacifique, avec pour le mode chaud (resp. froid) un affaiblissement (resp. renforcement) des Alizés et une signature en SST équatoriale chaude (resp. froide). Il est possible que ces modes soient corrélés, mais la compréhension des phénomènes permettant leur maintien reste limitée [Servain et al., 2000 [133]].

Pour le Golfe de Guinée, la signature caractéristique de cette saisonnalité est l'apparition d'une langue d'eau froide le long de l'équateur de juin à septembre [Okumura et al, 2004 [107]]. Différents mécanismes semblent contribuer à sa naissance au cours de l'année, comme l'upwelling équatorial ou la structure verticale des courants. L'intensité de la signature thermique de cette poche d'eau froide est très importante car elle modifie le bilan de chaleur et donc la quantité d'eau pouvant être évaporée lors du phénomène de mousson.

5.1.1.2 Les forçages généraux

Le signal océan-atmosphère dominant dans l'Atlantique tropical est saisonnier. Il est important d'y faire référence car le positionnement des courants de grande échelle et les upwellings côtiers sont contrôlés par cette variabilité. C'est de plus l'une des composantes clé du système ayant motivé les études et la compréhension scientifique de la zone d'étude qui reste du moins peu documentée, avec certains processus encore mal compris.

La région du Golfe de Guinée possède un climat tropical humide avec une température mensuelle à peu près constante et un taux de précipitation relativement important. Les vents varient de manière saisonnière depuis un système persistant de sud-ouest pendant la mousson vers des Alizés de nord-est modifiés par des brises de terre-mer dans les régions côtières. C'est une zone équatoriale, avec une couche de mélange océanique peu profonde, inférieure à 40 m en hiver contre 20 m en été. La marge continentale est étroite et la bathymétrie y est profonde, il y a donc peu de mélange entre les eaux de plateau et celles de l'océan du large. Le mélange par la marée est faible dans la plupart des régions, de même qu'une certaine régularité du fond limite le déferlement des ondes internes.

Les côtes angolaises sont fréquemment traversées par des phénomènes de nature ondulatoire. Il s'agit à l'origine d'ondes de Kelvin et/ou de Yanai équatoriales qui lorsqu'elles atteignent les côtes se transforment en ondes côtières et se propagent alors en direction des pôles [Vangriesheim et al, 2005 [153]; Guiavarch et al., 2008 [57]]. Ces ondes sont connues pour soulever la thermocline lors de leur passage et générer ainsi des situations d'upwelling.

5.1.2 La circulation du Golfe de Guinée

La zone d'intérêt étant située au niveau du plateau Angolais, une description aussi localisée est rare dans la littérature. Une vision générale de la dynamique de la zone permet néanmoins de mieux cerner le forçage grande échelle effectif.

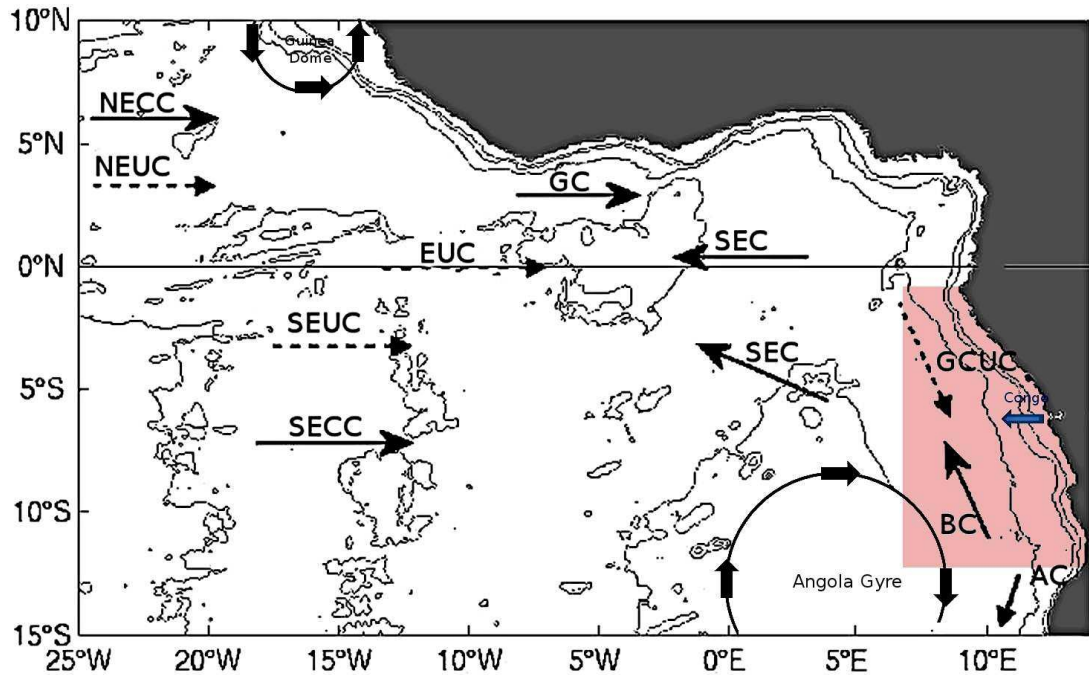


FIGURE 5.1 – Schématisation de la circulation de grande échelle près des côtes angolaises, adaptée de [Bourles et al., 2004 [15]]. Les courants de surface sont représentés par des flèches pleines. On distingue, du nord vers le sud : le NECC (North Equatorial Counter Current), le GC (Guinea Current), le SEC (South Equatorial Current), le Benguela Current (BC) et l'Angola Current (AC). Les courants de subsurface sont indiqués en pointillé, avec les sous courants équatoriaux NEUC (North Equatorial Under Current), EUC (Equatorial Under Current), SEUC (South Equatorial Under Current) et le GCUC (Gabo Congo Under Current). Les circulations du dôme de Guinée et de la Gyre d'Angola (cercles) ainsi que l'apport du Congo (flèche bleue) sont également indiqués. La zone coloriée en rouge correspond au domaine de calcul de la configuration ANGOLA.

5.1.2.1 La structure générale de la circulation

La circulation du Golfe de Guinée est présentée dans la littérature comme un réseau complexe de courants et de sous courants de grande échelle dont les positions sont variables et rythmés par le changement saisonnier (voir [Stramma et England, 1999 [139]] pour les modifications saisonnières).

Dans la bande de 0-5 ° de part et d'autre de l'équateur se distinguent des courants dirigés vers l'ouest. Ce sont les courants dits *équatoriaux*. Ils sont également encadrés par des courants de sens opposés aux latitudes supérieures : les *contres courants équatoriaux*. La faiblesse de la force de Coriolis permet une structure verticale typiquement barocline et un système complexe de sous-courant³.

5.1.2.2 Les principaux courants équatoriaux

La figure 5.1 résume la circulation de grande échelle.

3. Aux latitudes plus hautes, les structures de courant sont typiquement barotropes car la force de Coriolis plaque et maintient les écoulements le long des isobathes

L'orientation des vents entraîne une large dérive de surface dirigée vers l'ouest qui constitue le Courant Équatorial Sud (SEC : South Equatorial Current) [Molinari, 1982 [100]], avec une vitesse moyenne de 35 cm/s. Ce courant est soumis à une variabilité saisonnière forte : lorsque l'ITCZ se déplace vers le nord du printemps à l'été boréal, les courants équatoriaux et zonaux comme le SEC suivent ce déplacement et remontent vers le nord.

Un trait majeur de la variabilité se produit à la fin de l'été boréal lorsque les Alizés du sud dépassent l'équateur. Un flux vers l'est se met alors en place : c'est le Contre Courant Équatorial (NECC : North Equatorial Counter Current). Ce contre-courant est nourri à la frontière ouest du bassin par la rétroflexion du Sous Courant Nord Brésilien (NBC : North Brazilian under current). La variabilité est maximum en août, quand l'ITCZ est dans sa portion la plus au nord. Durant le printemps, le NECC est faible ou même inversé dans la partie ouest du bassin Atlantique [Stramma et Siedler, 1988 [140]].

Le SEC peut se subdiviser en trois branches distinctes [Molinari, 1982 [100]]. Ces flux secondaires sont séparés par le Sous Courant Équatorial Sud (SEUC : South equatorial under current) et le Contre Courant Equatorial Sud (SECC : South Equatorial Counter-Current). Les subdivisions portent les noms de nSEC, cSEC et sSEC (Courant Sud Equatorial nord, central et sud). Autre signature typique, de chaque côté de l'équateur se trouvent deux larges élévations de la surface : les dômes de Guinée et d'Angola [Mazeika, 1967 [89]].

5.1.2.3 Le Sous Courant Équatorial

Le sous-courant principal, le Sous Courant Équatorial (EUC : Equatorial Under Current), se rencontre autour de 50 m de fond et en plein océan le long de l'équateur. Il trouve son origine dans le gradient de pression zonale généré par l'entraînement des masses d'eau à l'ouest par les Alizés. Celui-ci présente donc une variabilité saisonnière en lien avec les vents, ceux-ci étant plus forts entre mai et novembre et plus faibles entre janvier et mars. Les terminaisons de l'EUC à l'ouest sont mal identifiées, mais connues pour remplir un réservoir salé près de la côte et générer une force de pression qui diverge vers les pôles. Le Sous-courant du Gabon Congo (GCUC : Gabon Congo Under Current) y trouve son origine. Situé quelques degrés plus au sud (entre 3 et 5 °S), le Sous Courant Équatorial Sud (SEUC : South Equatorial Under Current) s'écoule vers l'est en direction des côtes avec un comportement quasi similaire, puis tourne vers le sud.

5.1.2.4 Le dôme de Guinée et le courant de Guinée

Vers 10 °N, la circulation cyclonique près des côtes est causée par la remontée verticale des isothermes formant le dôme de Guinée. La position du dôme est également soumise à des changements saisonniers : le centre de l'élévation se situe à 9 °N, 25 °O durant l'été et se positionne à 10.5 °N, 22 °O durant l'hiver.

Le courant de Guinée est un flux de surface dirigé vers l'est à 5 °N et qui s'écoule le long des côtes Africaines zonales. Il est nourri par le NECC au large du Liberia. Sa position reste relativement constante en dépit d'une localisation du NECC qui se modifie au

cours des saisons, mais son intensité en revanche augmente durant la période de mousson. L'écoulement est aussi sensible à l'influence des vents locaux, en particulier l'Harmattan, qui est un vent de nord en provenance du Sahara et soufflant sur la zone entre la fin novembre et le milieu du mois de mars. Le courant de Guinée est séparé du SEC par la convergence tropicale nord le long de 3 °N.

5.1.2.5 Le sous courant du Gabon-Congo

Comme indiqué précédemment, le sous courant du Congo-Gabon est formé à partir d'une large fraction de l'EUC qui tourne vers le sud en atteignant les côtes Africaines vers 1-6 °S. Ce sous courant est bien marqué dans la couche de surface depuis le printemps boréal jusqu'à l'été. Des observations l'ont déjà identifié autour de 20 m de profondeur [Stramma et England, 1999 [139]].

Le long des côtes du Gabon et du Congo, un mince courant de surface s'écoule vers le nord, mais le transport principal reste vers le sud contraint par le GCUC. [Wacongne et Piton, 1992 [154]] a étudié des séries de courantomètres permettant de se faire une idée de la structure verticale des vitesses. Des courantomètres positionnés sur le plateau montrent une prédominance des composantes de vitesses orientées le long de la pente. À 10 m de profondeur, les courants principaux ont une direction nord-ouest alors qu'à 35 m, la direction privilégiée est le sud-ouest. À 2 m de profondeur à Pointe Noire (Gabon), le flot est presque exclusivement de direction ouest/nord-ouest. Le courant du GCUC est soumis à une variabilité associée aux marées, aux courants d'inertie et aux ondes côtières.

5.1.2.6 Au niveau du plateau d'Angola

Sur le plateau d'Angola, la circulation grande échelle de la bande de latitude (0-15 °S) est forcée par l'équilibre géostrophique. Celui-ci induit une dérive vers l'est des principaux courant ainsi qu'un système de courants côtiers équatoriaux, chacun contrôlé par une dynamique propre et indépendante de la circulation intérieure [Wacongne et Piton, 1992 [154]].

À 6 °S s'écoule le Congo, deuxième fleuve le plus important au monde après l'Amazone. Avec un débit moyen de $42800\text{ m}^3/\text{s}$, son panache couvre une zone de drainage continental de 3.710^6 km^2 [Savoye et al., 2009 [128]]. Particularité unique, le canyon du Congo est connecté directement à l'embouchure du fleuve, coupant profondément dans le plateau et la pente continentale (figure 5.2). Ce canyon débouche en aval sur une vallée de 1250 km de long où se produisent des intrusions de courants turbides puissants et des phénomènes de ventilation profonde [Vangriesheim et al., 2009 [153]].

Les courants de surface sont influencés par la décharge des eaux douces qui s'organisent en une couche mince et de très faible salinité. Celle-ci est de l'ordre de 15 psu au niveau de l'embouchure jusqu'à 35 psu pour la limite du panache qui peut s'étendre jusqu'à 700 km au large. Près des côtes le panache est dirigé vers l'ouest/nord-ouest, mais au large sa direction privilégiée est plutôt vers l'ouest, voir même vers le sud [Eisma et Van Bennekon, 1978 [38]].

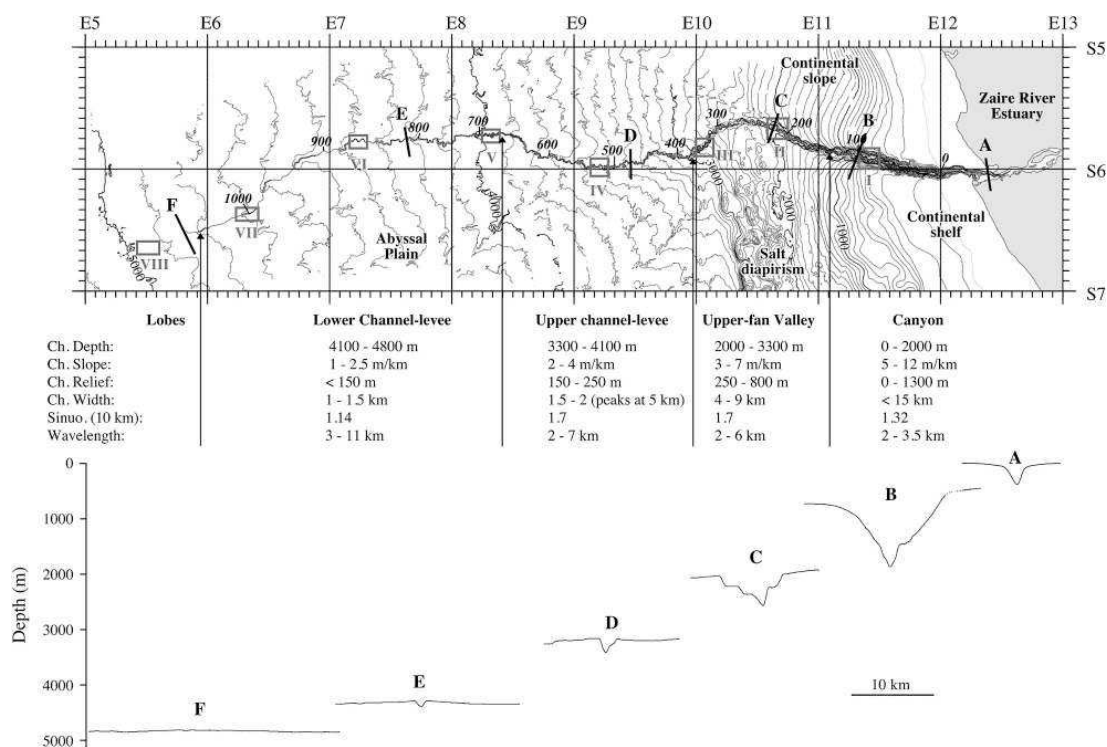


FIGURE 5.2 – Contours bathymétriques du canyon du Zaire-Congo. [Babonneau et al., 2002 [7]]

5.1.2.7 Le dôme d'Angola et le courant d'Angola

Un homologue du dôme de Guinée se trouve de l'autre côté de l'équateur : le dôme d'Angola. Cette structure est soumise à une variabilité saisonnière importante. Ainsi, elle est facilement observable dans le haut de la colonne d'eau durant l'été austral mais tend à disparaître significativement en hiver. La présence du dôme d'Angola est associée à un upwelling dopé par un cisaillement de vent favorable et une faible pression atmosphérique, ce qui entraîne alors la remontée des structures profondes.

La gyre d'Angola est une extension plus large du dôme, formée par la composante grande échelle des courants et positionnée vers 12 °S et 4.5 °E. La partie nord de la gyre d'Angola est fondue dans les courants de subsurface (l'EUC et le SEUC) qui, à l'image du SECC, bifurquent vers le sud en se rapprochant de la côte. La terminaison à l'est du dôme d'Angola se produit assez près de la côte sous la forme d'un courant géostrophique étroit et stable qui s'écoule en direction du pôle Sud : le Courant d'Angola [Gordon et Bosley, 1991 [54]].

Sa forte intensité (de l'ordre de 40-50 cm/s) est perceptible jusqu'à 250-300 m de profondeur avec une variabilité qui peut aboutir à des méandres sur le plateau et la pente continentale [Lass et al., 2000 [77]]. Le flux transporte les eaux chaudes (24 °C) et salées (36.4 psu) issues principalement du nord de l'équateur pour les couches profondes (EUC, SEUC). Les couches de surface tirent en revanche leur source du SECC et de la bifurcation vers le sud du courant du Benguela.

Le courant d'Angola a une certaine saisonnalité. Des observations [Dias, 1983 [32]] montrent des changements de température et un renforcement du flux au printemps par

rapport à l'été. Durant l'hiver et le printemps, de l'eau très chaude (27 et 30 °C) se retire dans la partie nord du dôme d'Angola et est remplacée par de l'eau légèrement plus froide (20-26 °C), en provenance de l'upwelling du Benguela. Le front généré porte le nom de front Angola-Benguela. De la même façon, une intrusion de l'eau angolaise dans le système d'upwelling du Benguela se produit tard dans l'été et tôt en automne [Boyd, Salat et Maso, 1987 [16]].

5.1.2.8 Le systèmes de courant du Benguela et le front Angola-Benguela

Les courants du système du Benguela forment un flux relativement froid, composé d'un mélange d'eau en provenance de l'Atlantique sud et ramené de l'Indien par le courant des Aiguilles. Il est composé dans sa partie la plus au sud d'une branche au large et d'une branche côtière. La branche au large nourrit le SEC vers de 30 °S alors que la branche côtière remonte les côtes Africaines en étant modulée par les processus météorologiques locaux.

La rencontre de la branche côtière du courant du Benguela avec le courant d'Angola forme le front de l'Angola-Benguela, composante permanente de la circulation de surface et présent la bande étroite de 14 à 16 °S [Moroskhin et al, 1987 [102]]. Des données de salinité suggèrent une extension verticale de l'ordre de 200 m, mais le signal est surtout marqué dans les 30 premiers mètres [Shannon et Nelson, 1996 [134]]. Dans sa partie côtière, celui-ci est moins intense pendant l'hiver, une période qui correspond au refroidissement des eaux de Namibie et à la remonté vers le nord des eaux issues du Courant du Benguela.

5.1.2.9 Les upwellings

Le long des côtes angolaises entre 16 et 34 °S se situe l'upwelling le plus fort de toutes les régions du monde : l'upwelling du Benguela. Le moteur de cet upwelling est un transport d'Ekman forcé par les Alizés de sud-est (figure 5.3). D'une manière plus générale les côtes du Gabon et de l'Angola sont soumises à des phénomènes fréquents d'upwellings. Des observations ont identifié des zones d'activité importante au niveau de Luanda (voir figure 5.3) dans la période de juillet à septembre, de même qu'à Pointe Noire au Gabon [Picaut, 1983 [113]]. Il est considéré que ces upwellings ne sont pas liés au vent, puisque celui-ci décroît et s'oriente vers la côte en se rapprochant de l'équateur, mais pourrait être en relation avec le passage d'ondes de Kelvin équatoriales. Celles-ci en atteignant les côtes africaines se retrouvent piégées à la côte et s'évacuent en étant guidées en direction des pôles [Hutchings et al., 2009 [63]]. Ces anomalies de hauteur de mer provoquent alors une remontée de la thermocline ramenant de l'eau froide située plus en profondeur à la surface.

5.1.2.10 Les masses d'eaux en présence

Parmi les masses d'eau de la couche supérieure équatoriale, se distinguent l'eau de surface Tropicale (TSW : Tropical Surface Water), l'Eau Centrale Atlantique Sud (SACW :

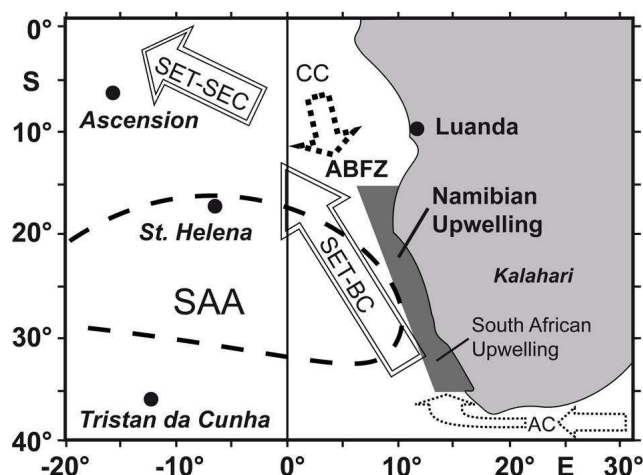


FIGURE 5.3 – Conditionnement météorologique et océanique à l'origine de l'Upwelling du Benguela (région grisée). La zone marquée SAA correspond à l'Anticyclone Atlantique Sud. Les flèches représentent les alizés et les courant de surface correspondants (BC : Benguela Current et SEC : South Equatorial Current). CC est la notation pour le Courant d'Angola qui forme le front de l'Angola Benguela (ABFZ : Angola Benguela Frontal Zone) en rencontrant le BC. Le Courant des Aiguilles est noté AC (Angola Current). D'après [Feistel et al., 2003 [44]].

South Atlantic Central Water) et l'Eau Atlantique Intermédiaire (AAIW : Antarctic Intermediate Water) [Stramma et England, 1999 [139]]. Ces masses d'eaux assurent le transport méridien de chaleur dans les 1 200 premiers mètres de l'océan.

La TSW est caractérisée par des températures au-dessus de 27 °C et forme la couche de mélange de l'Atlantique tropical jusqu'à l'isotherme 20 °C. Plus en profondeur, elle est mélangée à l'Eau de Salinité Maximum (SMW : Salinity Maximum Water), avec une signature en sel typique autour de 37 psu. Cette eau est formée dans les régions de transition tropique/subtropique par le mécanisme de subduction. En continuant à descendre en profondeur se trouve la SACW, caractérisée par une température d'environ 13 °C. Son lieu de formation est le front subtropical mais certains auteurs y comptabilisent aussi une partie indienne transportée par les anneaux du courant des aiguilles et leurs filaments.

La transition entre la SACW et la AAIW se produit à environ 500 m et est localisé par l'isopycne 27.1. L'AAIW est produite dans la couche de surface circumpolaire, en particulier au niveau du passage de Drake et du courant des Îles Malouines. Entre 1500 m et 4000 m se trouve l'eau de fond Nord Atlantique (NADW : North Atlantic Deep Water), caractérisée par un second minimum de salinité (juste après la SACW). La NADW entre dans le Golfe de Guinée par la fosse de Romanche positionnée au-dessus du rift central Atlantique vers 0 °. En dessous de 4000 m repose une eau qui présente les valeurs de salinité, oxygène et PH les plus faibles : l'eau de fond Guinéenne (GBBW : Guinean Basin Bottom Water), qui provient du mélange entre la NADW profonde et l'ABW.

5.1.3 Les vents en Angola

La figure 5.4 présente le champ de vent moyen à 10 m analysé par l'ECMWF pour le mois de mars 2008. Les alizés sont faibles à cette période de l'année et soufflent avec un régime de sud/sud-est. Les intensités les plus fortes se trouvent dans la moitié sud du domaine avec des valeurs de 3 à 4 m/s. Au-dessus de 4 °S, le vent moyen est très faible ($\simeq 2\text{ m/s}$), voir presque nul. Il est à noter un affaiblissement des vents le long des côtes sud, juste en dessous de l'embouchure du Congo. Du fait de ce régime moyen faible, le vent semble ici avoir une importance moins cruciale qu'en Méditerranée.

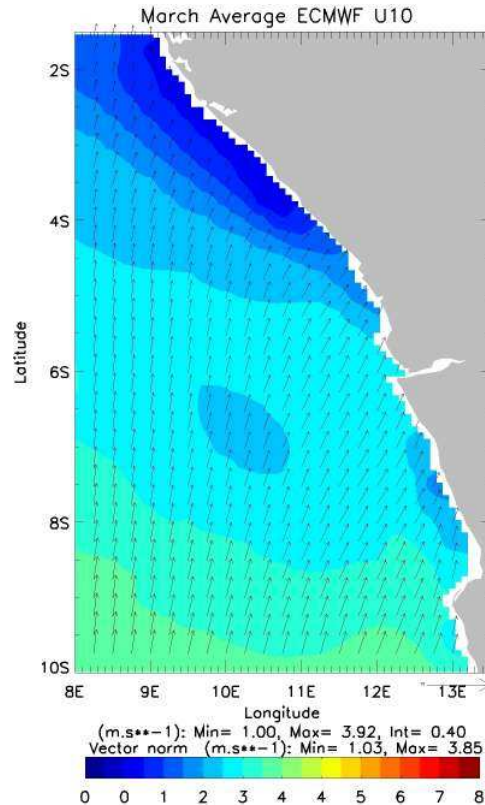


FIGURE 5.4 – Moyenne du champ de vent de l'ECMWF (m/s) pour le mois de Mars 2008.

5.1.4 L'implication du vent dans la trajectoire des bouées

Comme pour l'expérience en Méditerranée, il est instructif de comparer la trajectoire des bouées à l'évolution du champ de vent modélisé. Pour rappel, l'expérience en Angola a consisté à la mise à l'eau de deux bouées lâchées au même endroit, mais à un jour d'intervalle, celles-ci ayant prises par la suite des directions opposées.

La figure 5.5(a) est datée du 04 mars 2008, soit quatre jours après le début de l'expérience. À cette date les vents auxquels sont soumises les bouées sont orientés plein sud avec des vitesses de l'ordre de 5-6 m/s, ce qui est compatible avec la première phase de montée des deux bouées vers le nord. Les positions des bouées aux premières heures indiquées sont marquées par des points rouges et les trajectoires précédentes sont renseignées en noir.

La figure suivante 5.5(b), datée du 06 mars, montre un changement notable de situation avec la diminution du champ de vent (vitesses de 2-3 m/s), celui-ci tournant vers le sud-

est à l'emplacement des bouées. Ce changement a un impact très clair et provoque des déplacements d'une part vers l'est pour la bouée nord, et d'autre part vers le sud-sud est pour la bouée sud. Il pourrait s'agir de la contrainte principale ayant causé la bifurcation de la seconde bouée vers le sud. Notons que ce changement de direction est trop bref et soudain pour être visible sur les moyennes journalières de vent. Six heures plus tard, le parcours de la bouée vers le sud ne semble plus être piloté par le vent, celui-ci étant plutôt d'ouest/sud-ouest.

Un jour plus tard, (figure 5.5(c)), les vents sont maintenant d'ouest/sud-ouest. La séquence réalisée sur les trois jours précédents est certainement à l'origine de la boucle effectuée par la trajectoire nord. La bouée sud en revanche voyage presque à contre sens d'un vent de sud-ouest de 2 à 3 m/s.

La carte 5.5(d), quatre jours plus tard montre un nouveau changement avec des vents d'ouest/nord-ouest. Pour la bouée nord, cela cause une nouvelle inflexion au niveau de sa trajectoire. La bouée sud est soumise à des vents d'ouest sans qu'un impact soit visible sur sa trajectoire le long des côtes.

Un jour plus tard, 5.5(e), le champ de vent est à nouveau modifié. Il souffle en direction du sud pour la bouée sud, ce qui provoque une accélération importante (elle est également transportée par un courant côtier, comme il le sera vu plus tard). Le vent est de sud-ouest au niveau de la bouée nord ce qui permet à sa trajectoire de réaliser une seconde boucle.

La dernière carte présente la situation à la fin de l'expérience avec des vents relativement forts (6 m/s) et à nouveau de sud. Ces vents semblent être responsables de la remontée de la bouée sud à la sortie du cap près de Luanda. Il est à noter que la petite boucle réalisée par la bouée sud à (11.7 °E, 9 °S) pourrait également être en lien avec le champ de vent, celui-ci effectuant une séquence typique sud/est/ouest à ces instants. Il n'y a en revanche pas de composante du champ de vent modélisée vers le nord. La contribution du champ de courant ou une erreur dans les analyses du CEP pourrait expliquer l'existence de cette boucle.

La faiblesse des vents suggère à première vue un impact faible sur le transport. Plusieurs changements de direction des bouées peuvent en revanche s'expliquer par des brusques bascules dans l'orientation des vents. L'effet du vent peut ainsi être modeste en terme de distance parcourue, mais les bascules nord/sud semblent avoir des effets assez importants sur les inflexions durant le parcours, en particulier pour la bifurcation vers le sud de la seconde bouée.

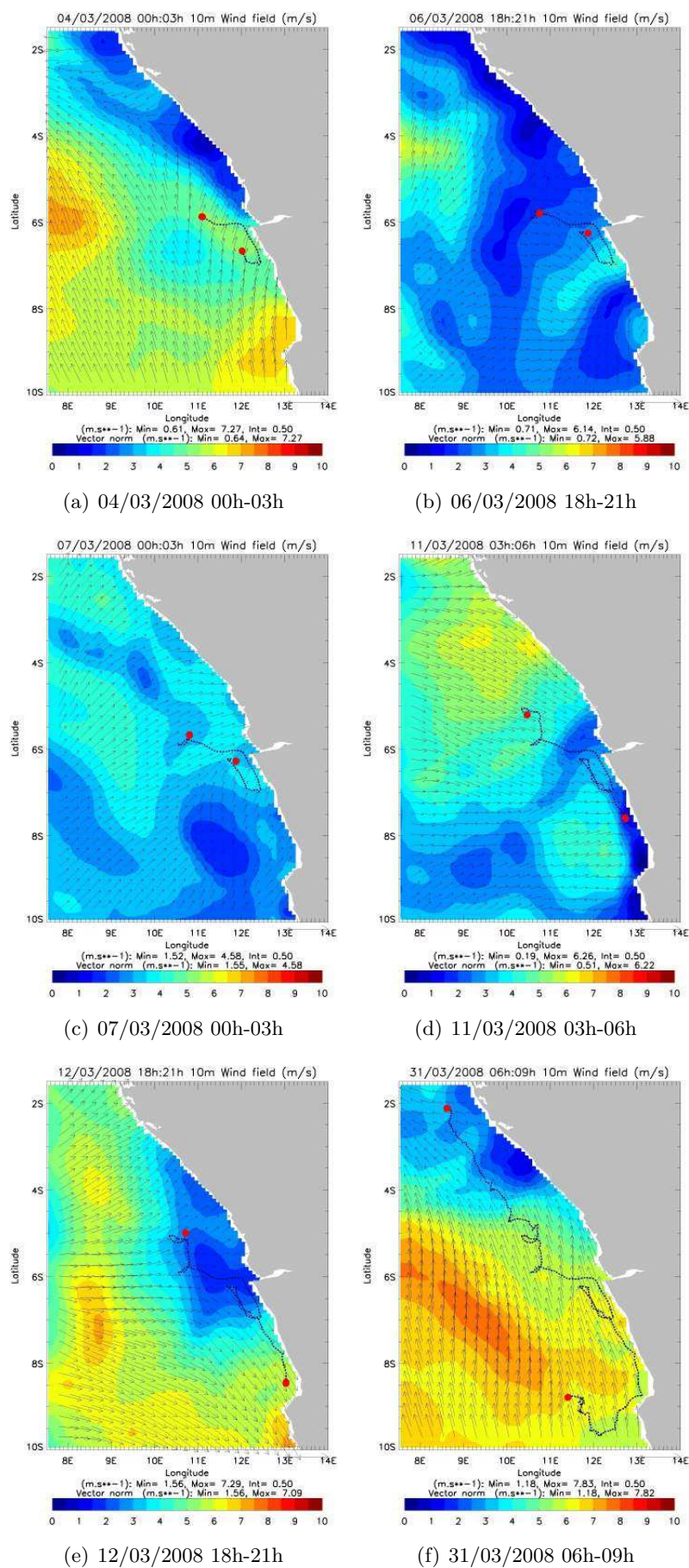


FIGURE 5.5 – Situations de champs de vent analysées par l'ECMWF.

5.2 Validation des simulations d'océan de la zone Angola

5.2.1 La description des simulations de référence

Cette sous-section s'intéresse à évaluer les caractéristiques océaniques et physiques des simulations de références à l'instar de ce qui a été réalisé en Méditerranée. C'est une première validation qualitative de la physique des simulations de référence ANGOLA12-T00 et ANGOLA36-T00 (voir section 3.3.1.5, page 74).

La petite dimension des domaines ANGOLA12 et ANGOLA36 ainsi que le manque de documentation sur les processus qui régissent la dynamique à proximité des côtes rendent l'interprétation des simulations plus délicate que pour le domaine Méditerranéen. Situées en zone équatoriale, la problématique de la résolution des processus tourbillonnaires n'y est cependant pas aussi cruciale à cause d'une échelle horizontale plus large pour les structures tourbillonnaires⁴. Des processus bien spécifiques sont en revanche présents comme la dynamique du fleuve Congo et la présence d'ondes piégées à la côte s'écoulant vers le sud.

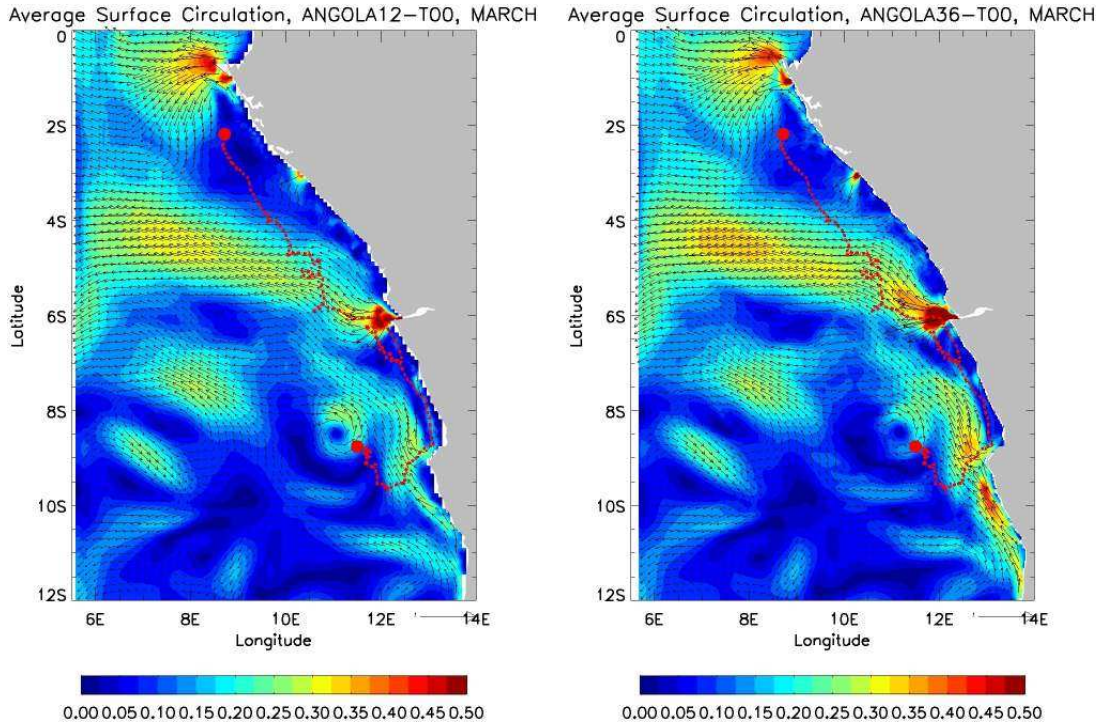
5.2.1.1 Les traits de la circulation moyenne obtenus par les simulations de référence

La figure 5.6 présente les vitesses de surface moyennes modélisées à partir des deux configurations régionales pour le mois de mars 2008. Les différences obtenues entre ANGOLA12 et ANGOLA36 sont relativement faibles à l'échelle mensuelle, ce qui montre à nouveau une dynamique moyenne peu sensible à la résolution (comme cela était le cas en Méditerranée, voir section 4.3.1, page 116).

La circulation décrite dans littérature est plutôt représentative de ce qui se passe loin des côtes. On peut retrouver néanmoins quelques traits de la circulation de grande échelle. La grande dérive vers l'ouest et présente entre 4 et 6 °S avec des intensités de vitesses de 25 cm/s s'apparente au courant Équatorial Sud, de même que le flux prenant naissance près des côtes Gabonaises plus proche de l'équateur (à comparer avec la figure 5.1). Au niveau de la côte, les courants côtiers sont plutôt dirigés vers le large, mais ont également une composante de vitesse importante le long de la pente. Celle-ci est assez variable, tantôt vers le sud, tantôt vers le nord, à l'image de la compétition existant entre la remontée du courant du Benguela et les ondes équatoriales s'écoulant le long de la côte Africaine.

Le flux issu du Congo ressort particulièrement des circulations modélisées, avec des vitesses de l'ordre de 30-40 cm/s juste à l'embouchure (à 12.5 °E). Le panache apparaît comme étant connecté au large courant identifié comme une branche du SEC précédemment. L'intensité de ces vitesses de panache est plus forte au 1/36 °, en accord la conservation du débit des données de fleuves et le passage à des mailles trois fois plus fines.

4. Une étude similaire à 4.3.1.3 page 119 donne des gammes du rayon de Rossby de l'ordre de la centaine de km. Celui-ci a une échelle au large de l'ordre de 200 km à l'équateur, 100 km à 6 °S, et 50 km à 12 °S. Près des côtes en revanche, le rayon de Rossby est de l'ordre de 20 km jusqu'au talus, ce qui est satisfaisant pour une intégration numérique au 1/12 °. La résolution au 1/36 ° couvre largement les besoins de représentativité à méso-échelle de la zone.



(a) ANGOLA12 : circulation moyenne de surface (b) ANGOLA36 : circulation moyenne de surface pour mars 2008

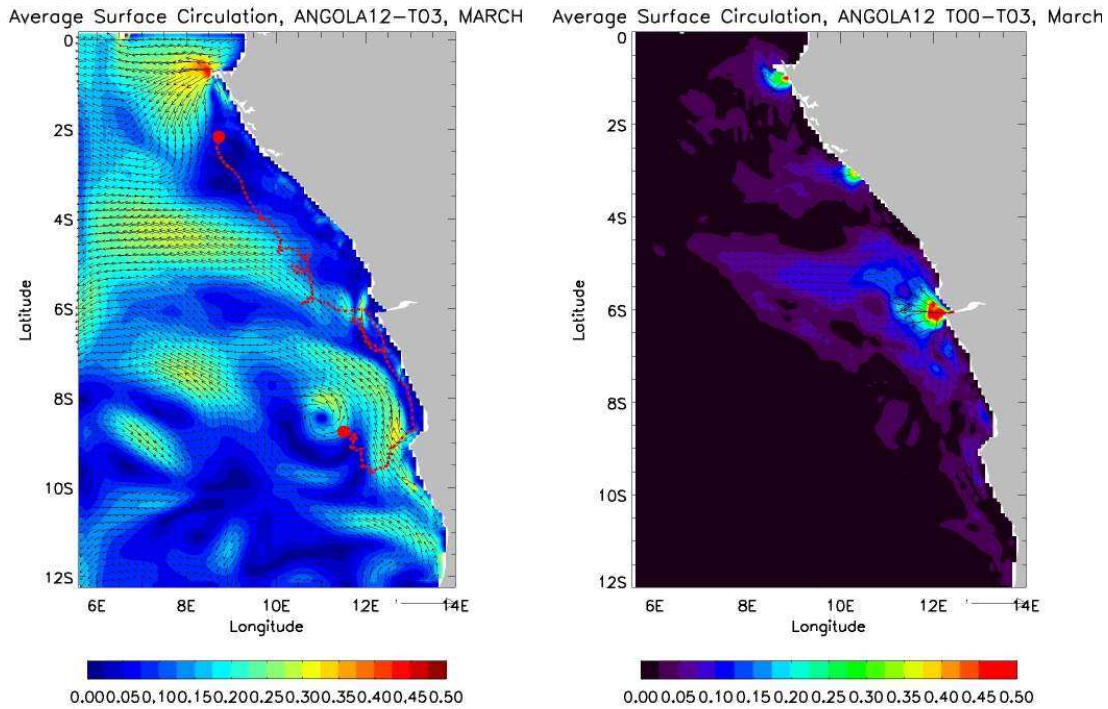
FIGURE 5.6 – Vitesses moyennes de surface (m/s) modélisées pour mars 2008 avec ANGOLA12 : (a) et ANGOLA36 : (b). Les trajectoires des bouées pour le mois en cours sont en rouge, les précédentes étant indiquées en blanc

Les décharges associées à L'Ougouée et aux Nyanga, respectivement fleuves du Gabon et du Gabon-Congo Brazzaville, ressortent également nettement de la circulation de surface moyenne de la figure 5.6(a). Ces fleuves sont modélisés dans nos configurations régionales de la même manière que le Congo.

Trois grosses structures tourbillonnaires sont présentes dans la partie sud du bassin, deux cyclones et un anti-cyclone. Elles ont une amplitude relativement faible (~ 10 cm/s) et centrées à $([7.5^\circ\text{E}, 8^\circ\text{S}], [6.5^\circ\text{E}, 9.5^\circ\text{S}], [8.2^\circ\text{E}, 11^\circ\text{S}])$. On note également à $(11^\circ\text{E}, 8.5^\circ\text{S})$ une structure anti-cyclonique de taille plus modeste, mais plus vigoureuse (25 cm/s de vitesse orbitale).

Sur la circulation moyenne de mars d'ANGOLA12, figure 5.6(a), une observation attentive près des côtes entre $[7.5-9^\circ\text{S}]$ montre l'existence d'un fin courant côtier exactement positionné sur le parcours de la bouée sud. Il est également présent au $1/36^\circ$, avec une amplitude moindre (10 cm/s contre à peu près le double au $1/12^\circ$). Lorsque ce flux côtier atteint le cap près de Luanda (9°S), il est rétrofléchi et s'ajoute à un courant assez intense remontant les côtes sud du domaine. L'intensité de ce courant est d'ailleurs plus importante au $1/36^\circ$ et il est également plus large à cette résolution.

Il est légitime de se demander quel effet a le fleuve sur la circulation de surface. La figure 5.7(a) présente la circulation moyenne modélisée en supprimant l'alimentation du Congo (simulation T03, voir section 3.3.3.1, page 77) et la carte 5.7(b) la différence de



(a) ANGOLA12 sans les fleuves (T03) : circulation (b) Différence entre les vitesses de surface de AN-
de surface moyenne, mars 2008 GOLA12 T00-T03

FIGURE 5.7 – (a) : Vitesse de surface moyenne (m/s) pour mars 2008 calculée à partir de la simulation T03, soit sans alimentation des panaches fluviaux. (b) : Résidu de l'impact des fleuves sur les vitesses pour le mois de mars 2008. Cette carte a été obtenue en faisant la différence entre les vitesses moyennes des simulations ANGOLA12-T00 et ANGOLA12-T03.

vitesse de surface entre cette simulation et la précédente pour le mois de mars 2008. Il apparaît que l'intégration des vitesses issues du panache du Congo conduit à des vitesses supplémentaires vers le nord-ouest, avec des vitesses moyennes de 5 cm/s à 7 °E. Directement à l'embouchure, les vitesses zonales sont de l'ordre de 50-25 cm/s, ce qui renforce nettement la dérive de surface s'écoulant vers l'ouest pour ce mois.

Il est également intéressant de constater que l'activité fluviale du Congo s'étend sur une large zone à l'embouchure. Le gros du débit prend la direction de l'ouest et du nord, mais une fraction significative s'écoule vers le sud du domaine. C'est un signe que le panache vient de temps en temps se coller à la côte (nous reviendrons sur cette situation et les processus qui y sont liés). La suppression de l'alimentation du panache conduit à un courant de 25 cm/s s'écoulant vers le sud juste devant l'embouchure, à 6 °S, et qui paraît sans doute irréaliste au vue de la trajectoire réalisée par la bouée nord. Sur la figure 5.7(b) est visible une circulation moyenne anticyclonique à 7 °S induite par la présence du panache. Les effets du panache se font ressentir le long de la côte jusqu'à 10 °S et au-delà.

5.2.1.2 La comparaison qualitative des circulations mensuelles modélisées aux bouées

Les trajectoires des bouées ne peuvent directement se confronter à la circulation moyenne, preuve de la variabilité de la zone en terme de dynamique. La portion de trajectoire de la bouée nord soumise au panache du Congo est en revanche assez bien contrainte dans sa direction générale. Il en est de même pour le fin courant côtier qui piège une partie du parcours de la bouée sud.

5.2.1.3 La structure verticale des courants

La présence de sous-courants dans cette zone peut rendre l'extraction du courant de background sensible dans cette région. Les situations où le flux de subsurface est de direction contraire à celui de la surface sont problématiques puisque les courants extraits ne seront pas aptes à priori à représenter les trajectoires des flotteurs. De plus, une comparaison des courants de surface modélisés avec des cartes SURCOUF⁵ montre souvent des circulations presque inversées. Une explication plausible peut provenir de processus de surface qui masquent le courant géostrophique en dépit de la faiblesse des vents.

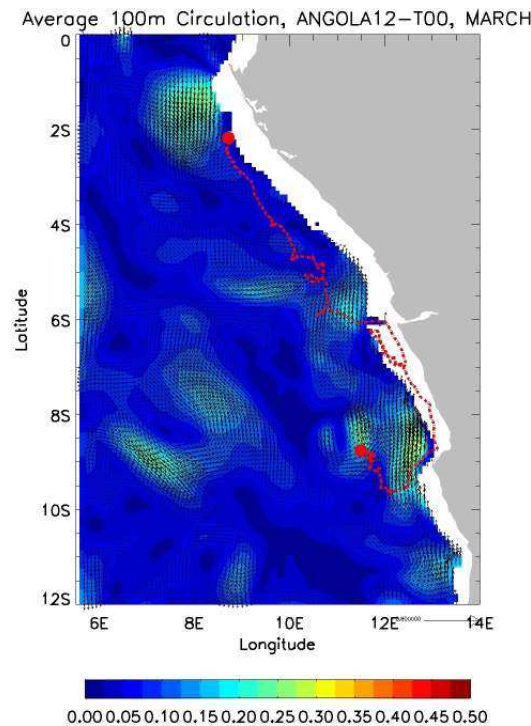


FIGURE 5.8 – Vitesse moyenne à 100 m correspondante pour ANGOLA12.

La figure 5.8 montre la circulation moyenne à 100 m calculée pour le mois de mars à partir de ANGOLA12. Si l'on compare cette circulation en profondeur à celle de la surface (figure 5.6(a)), il n'y a de grandes différences passée la moitié sud du domaine, avec principalement la signature des tourbillons à méso-échelle identifiés précédemment. Par contre, le flux principal dirigé vers l'ouest au milieu du domaine a laissé la place un

5. Produit de courants de surface dérivés de l'altimétrie et de vent observé, opéré par la société CLS.

flux vers la côte aux alentours de 10 °E. Celui-ci remonte ensuite vers le nord en atteignant le talus. À (8 °E, 2 °S) est également présent un courant de 25 cm/s dirigé vers le sud. Il est difficile avec ces informations d'identifier les sous-courants, mis à part peut-être le courant du Benguela qui remonte la côte sud.

Les figures 5.9 et 5.10 s'intéressent à des coupes méridiennes à 8 °E, 10 °E, 11 °E et 12 °, et zonales à 2 °S, 6 °S, 8 °S et 10 °S, afin de mieux appréhender l'implication d'une extraction du courant à un niveau donné.

La figure 5.9 présente les flux zonaux. Sur ce type de figure et les suivantes, les vitesses positives sont dirigées vers la côte. Elles renseignent que même si le flux de surface tend à être dirigé des côtes vers le large, le transport en subsurface s'effectue en sens opposé sur presque toute la colonne d'eau.

Pour la section la plus à l'ouest, à 7 °E, trois veines principales sont dirigées vers les côtes. Elles sont positionnées respectivement à 2 °S, 6 °S, et 9.5 °S et sont associées à des vitesses de l'ordre de 10 cm/s. Les deux veines les plus au nord sont masquées par la circulation de surface des dix premiers mètres. À l'équateur se trouve un léger maximum de vitesse entre 100 et 200 m et en direction des côtes. Il pourrait s'agir de l'EUC. Ceci dit, deux éléments pourraient remettre en cause cette identification : le flux est situé un peu trop en profondeur et a une intensité relativement faible (40 cm/s). Il est néanmoins vrai que l'EUC est connu pour s'affaiblir en se rapprochant de la côte et que les terminaisons des sous-courants à ces longitudes sont mal connues. [Kolodziejczyk et al., 2009 [69]] montre une section à 10 °O réalisée à partir de plusieurs campagnes en mer et un EUC présent entre 30 et 180 m de profondeur et avec des vitesses de l'ordre 60 cm/s. La veine de courant centrée vers -2 °S pourrait également s'apparenter à la terminaison du SEUC. À la surface, la vitesse zonale vers l'ouest à 5 °S correspond au flux principal observé. Les vitesses sont en effet surtout concentrées à la surface mais un courant moins intense est également présent entre 100 m et 300 m. La comparaison entre les circulations de surface et celles à 100 m de profondeur montre que ces flux ne sont pas connectés à l'embouchure du fleuve. Ce courant de subsurface s'amenuise jusqu'à une épaisseur de 70 m environ à 8 °E et tend à totalement disparaître vers 9 °E.

Vers 9.5 °S, on observe la signature typique du tourbillon visible sur la figure (5.6(a)). Ce dernier marque particulièrement la couche de surface avec une signature détectable jusqu'à 300 m environ. À mesure que l'on se rapproche des côtes, les vitesses de subsurface tendent à être essentiellement dirigées vers celles-ci, et il n'y a plus sous-courants particuliers (sections à 9, 11 et 12 °E).

La figure 5.10 s'intéresse aux vitesses méridiennes. Les vitesses positives sont celles dirigées vers le nord pour ces figures. Le premier constat est que la majorité de l'écoulement est dirigée vers le nord jusqu'à au moins 8 °S. Il existe néanmoins des veines de courants en sens opposé. La coupe à 4 °S montre un noyau de vitesse d'environ 20 cm/s présent entre 25 et 150 m en direction du sud et encadré par deux veines qui s'écoulent en sens contraire. Ces structures tendent à disparaître à mesure que la latitude augmente comme montré sur la coupe à 6 °S (figure 5.10(b)). Un très fin courant de pente s'écoule également tout le long de côte vers le sud. Il est modélisé jusqu'à 100 m de fond à 6 et 8 °S.

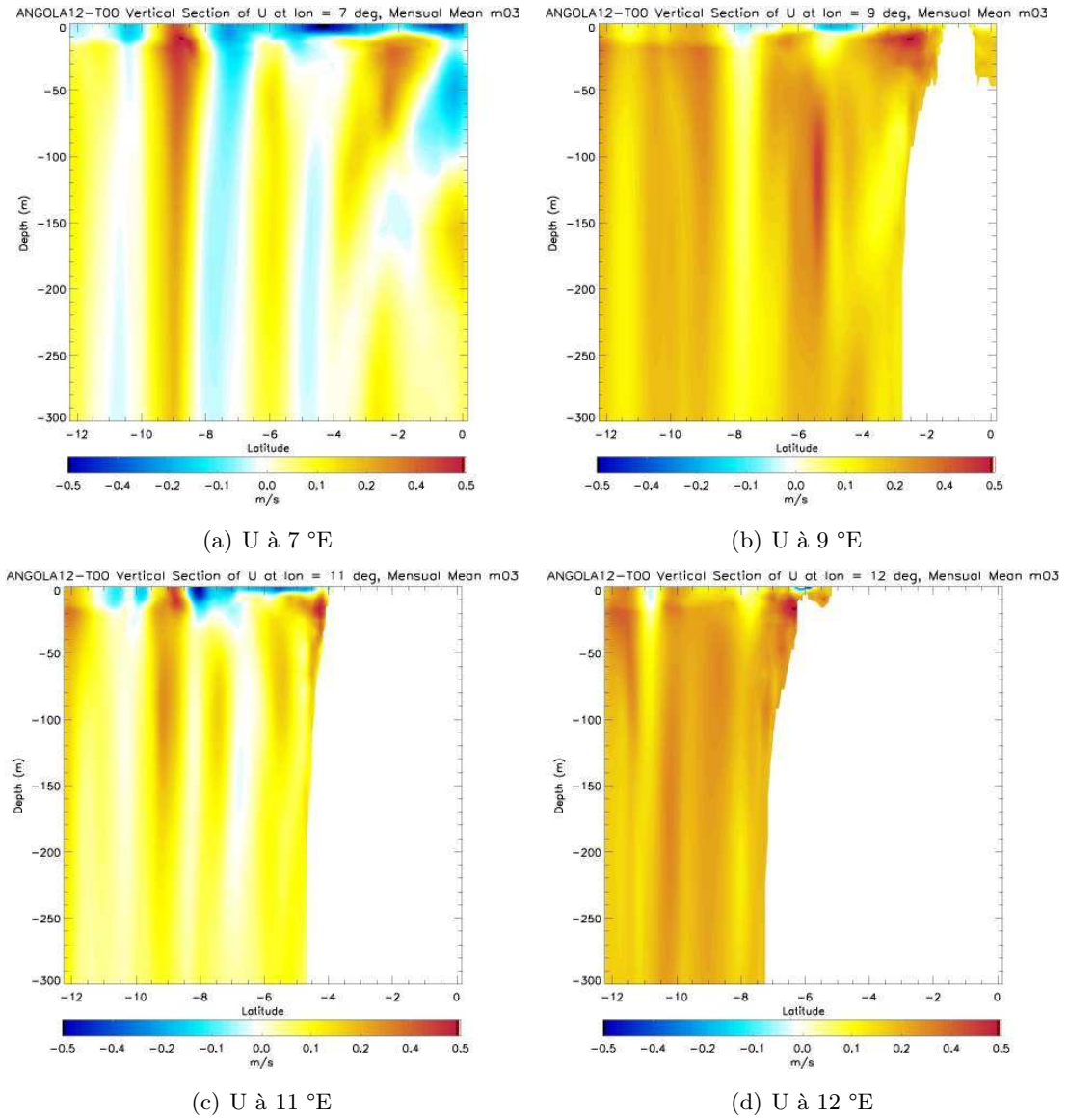


FIGURE 5.9 – Coupe verticale de la vitesse zonale U extraite de ANGOLA12 pour le mois de mars 2008 à ; 5.9(a) : 7 °E, 5.9(b) : 9 °E, 5.9(c) : 11 °E, 5.9(d) : 12 °E.

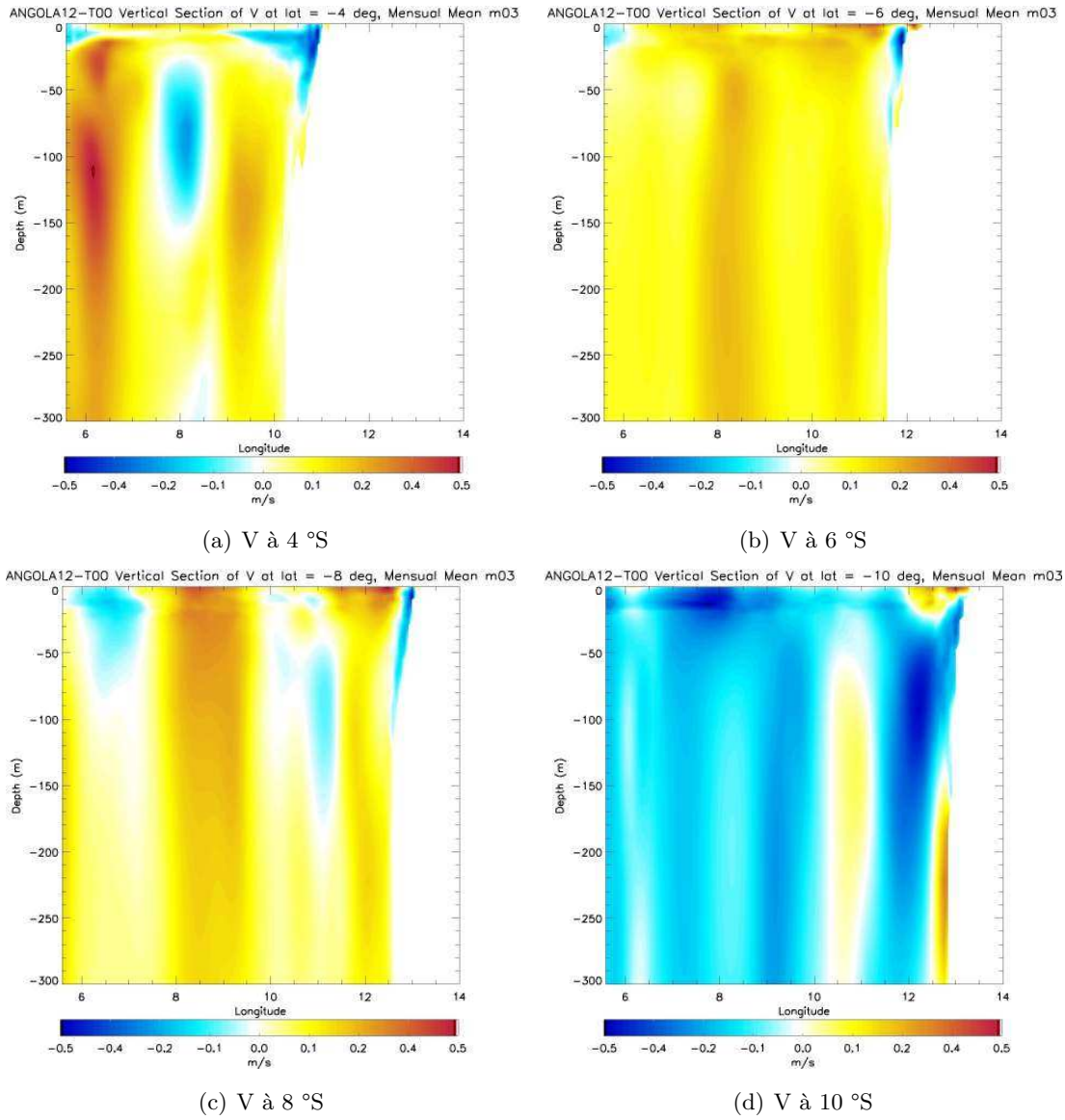


FIGURE 5.10 – Coupe verticale de la vitesse méridienne V extraite de ANGOLA12 pour le mois de mars 2008 à ; 5.10(a) : 4 °S, 5.10(b) : 6 °S, 5.10(c) : 8 °S, 5.10(d) : 10 °S.

À 8 °S (figure 5.10(c)), la structure de la circulation est presque l'inverse de celle modélisée à 4 °S : le flux est dirigé vers le nord et positionné entre 8 et 10 °E et encadré par deux courants de sens contraire d'une magnitude d'environ 10 cm/s. En revanche, le transport s'inverse à 10 °S : il est dirigé vers le sud avec fort noyau d'intensité de vitesse ($\simeq 50$ cm/s) le long de la pente. On observe un sous-courant entre 50 et 250 m à 10.5 °E dirigé vers l'équateur, et un courant de même direction relativement intense (noyau de 40 cm/s) collé à la pente vers 150 m de fond.

Ces paragraphes ont permis de mettre en avant l'extrême baroclinicité des courants près des côtes angolaises, avec quelques sous-courants situés à relativement faibles profondeurs (50 m pour le sous-courant du Gabon par exemple). Il sera difficile de reconstituer une dérive de surface à partir de la somme d'un courant profond et d'un profil de vitesse, comme cela est fait lorsque MOTHY est adossé aux champs de background extrait de NEMO.

5.2.1.4 Les traits de la circulation journalière

Les figures 5.11(a) et 5.11(b) montrent les circulations prévues pour une sortie journalière datée du 15 mars 2008. Il est important de mesurer la différence entre ces circulations et le champ de vitesse visible sur les cartes mensuelles 5.6(a). Les champs journaliers sont beaucoup plus intenses, avec des courants de l'ordre de 1 m/s. L'étude successive de ces cartes journalières que le champ de courant peut être assez éloigné d'un jour à l'autre de la circulation moyenne.

Pour la modélisation du 15 mars, la dérive générale vers le nord-ouest des courants de surface est néanmoins visible. Par contre, il est frappant de constater que le courant côtier présent entre 6 °S et 9 °S est remplacé par un flux important en provenance du sud. Cette situation est liée à un accolement du panache à la côte suivant le passage d'une onde piégée.

Au large, les structures tourbillonnaires sont nombreuses. Les figures 5.12(a) et 5.12(b) montrent l'EKE de surface moyenne calculée sur le mois de mars à partir de ANGOLA12 et ANGOLA36. Il y est bel et bien confirmé que le modèle au 1/36 ° génère une énergie tourbillonnaire supplémentaire presque exclusivement localisée sur le plateau.

Sur ces cartes, le changement de résolution impacte peu la circulation du large mais davantage celle du plateau. Au large, seule l'intensité des structures est significativement modifiée (≈ 5 cm/s plus rapide pour la configuration au 1/36 °). En revanche, sur le plateau et plus généralement dans la portion au sud-est de (11 °E, 6 °S), les différences sont nettement plus visibles : au 1/36 °, les traits de la circulation moyenne échelle du 1/12 ° sont alors enrichis de petits courants d'une échelle de quelques km. Le tourbillon méso-échelle présent dans cette zone est d'ailleurs plus allongé du fait d'une stabilité moindre à plus haute résolution. C'est un comportement déjà identifié en Méditerranée, où les grandes structures ont tendance à céder leur énergie à des échelles plus petites.

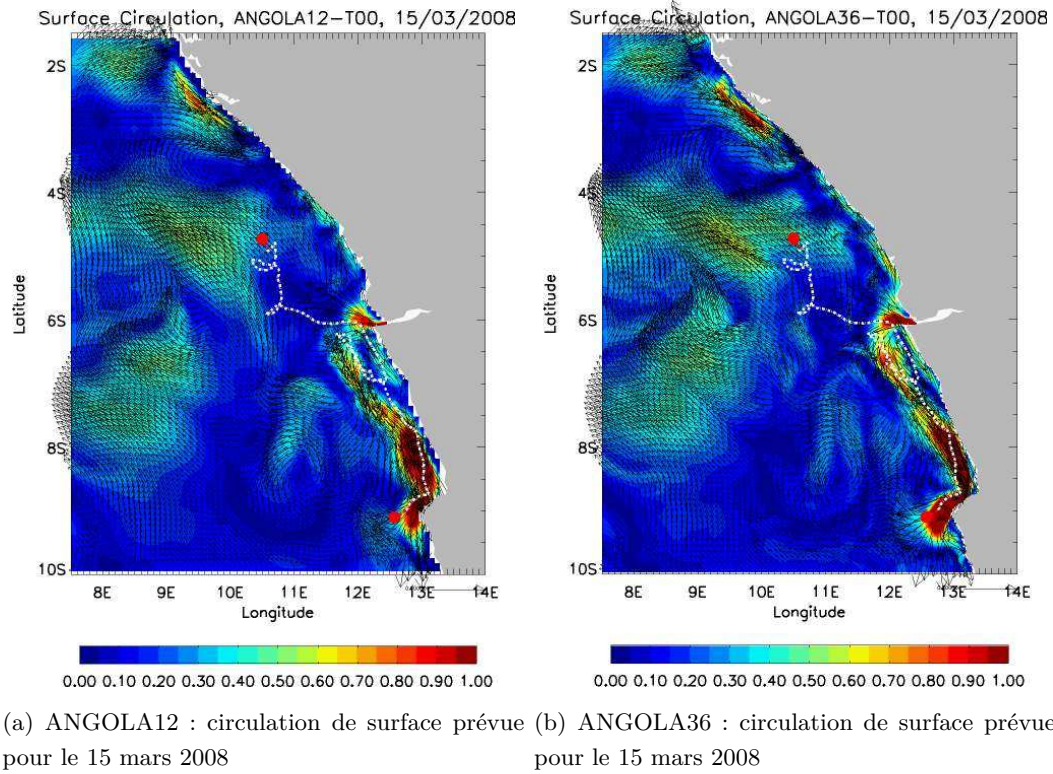


FIGURE 5.11 – Circulation de surface pour le 15/03/2008 aux deux résolutions : 5.11(a) : ANGOLA12 et 5.11(b) : ANGOLA36.

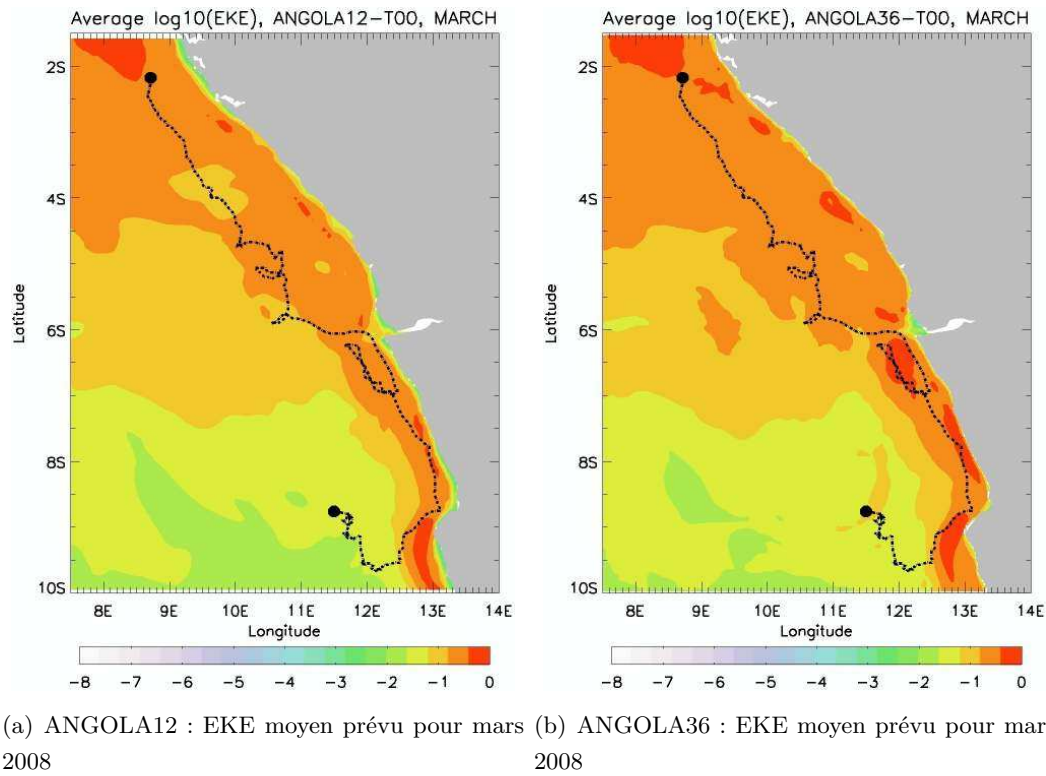


FIGURE 5.12 – Champ d'énergie cinétique turbulente calculé sur le mois de mars. 5.12(a) : ANGOLA12 et 5.12(b) : ANGOLA36.

5.2.1.5 Les ondes côtières

Les travaux de [Vangriesheim et al, 2005 [153] et de Guiavarch et al., 2008 [57]] se sont intéressés aux phénomènes ondulatoires dominants de la zone. Ils ont mis en évidence des ondes générées à l'équateur, avec une fréquence bimensuelle, et piégées le long des côtes Africaines. Cette dynamique est bien reproduite dans nos simulations : des variations importantes de l'élévation de surface ont lieu au bord ouest avec une occurrence similaire.

La figure 5.13 présente une série temporelle de l'élévation de surface totale de ANGOLA36, extraite aux points de grilles les plus proches de la côte, pour toute la durée de la simulation (1 an). Les perturbations ont lieu tout au long de l'année mais avec une certaine variabilité saisonnière. Les élévations les plus fortes se produisent du printemps austral jusqu'à la fin de l'automne et plus faibles sont générées de juin à octobre. Pour la période de mars à fin mai, elles se propagent depuis le bord nord du domaine vers le bord sud avec un temps de parcours approximatif de 2 mois et une période de 15 jours.

Ces ondes sont connues pour surélever la thermocline et ainsi provoquer des remontées importantes d'eau froide en surface. À la surface, elles signent le champ de vitesse sous la forme d'entrées de courant qui provoquent des bascules rapides des courants côtiers vers le sud. Selon leurs intensités, elles peuvent également venir buter contre le panache du Congo et causer une possible déviation de celui-ci vers le sud. Lors d'événements plus importants, celles-ci peuvent même provoquer son accolement contre la côte. Au travers de leur interaction avec le panache, ces ondes peuvent avoir un impact significatif sur la circulation de surface plus au large. Il est également possible que la position du panache puisse affecter la propagation des ondes en agissant comme une barrière.

5.2.1.6 La variabilité du panache du Congo

Les panaches des fleuves, en l'absence de vent et de courant importants sur les plateaux, sont soumis à la géostrophie et s'inclinent typiquement vers la gauche dans l'hémisphère sud. La géométrie de son embouchure et la présence d'alizés de sud contraignent un panache du Congo positionné en moyenne vers l'ouest/nord-ouest (figure 5.14(a) et 5.14(b)). Le positionnement du panache présente néanmoins une variabilité à l'échelle de quelques jours. Celle-ci se produit en réponse à la structure du champ de vent qui peut se renverser d'un jour à l'autre se renverser et ainsi qu'à ses interactions avec les phénomènes côtiers.

Les figures 5.14(a) et 5.14(b) montrent la salinité de surface calculée pour le 1er mars 2008 avec les configurations ANGOLA12 et ANGOLA36. La distribution générale en sel est surtout représentative des précipitations⁶, mais les apports fluviaux et les upwellings sont une contribution très abondante d'eau douce près de la côte. Les deux poches d'eau douce qui ne sont pas liées à la décharge fluviale et qui sont présentes vers 3.5 °S et 5.5 °S proviennent du ruissellement côtier.

6. Les champs de précipitation utilisés en forçage ont des valeurs importantes le long des côtes nord avec un flux de $9.10^{-5} kg.m^{-2}.s^{-1}$. La partie sud-ouest du bassin est moins soumise aux flux d'eau douce avec des précipitations de l'ordre de $6.10^{-6} kg.m^{-2}.s^{-1}$. Un signal pluviométrique fort est également perçu juste en dessous de Luanda à 10 °S.

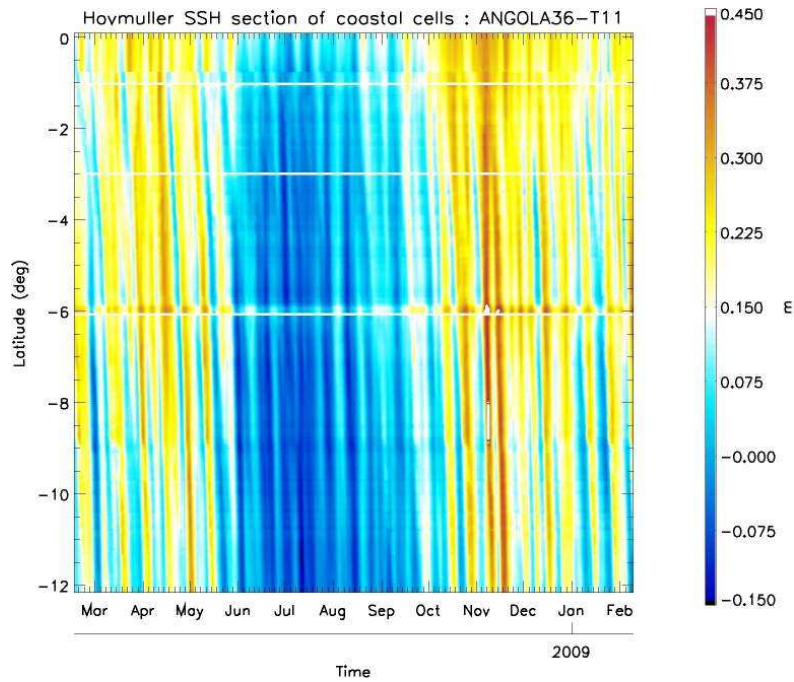
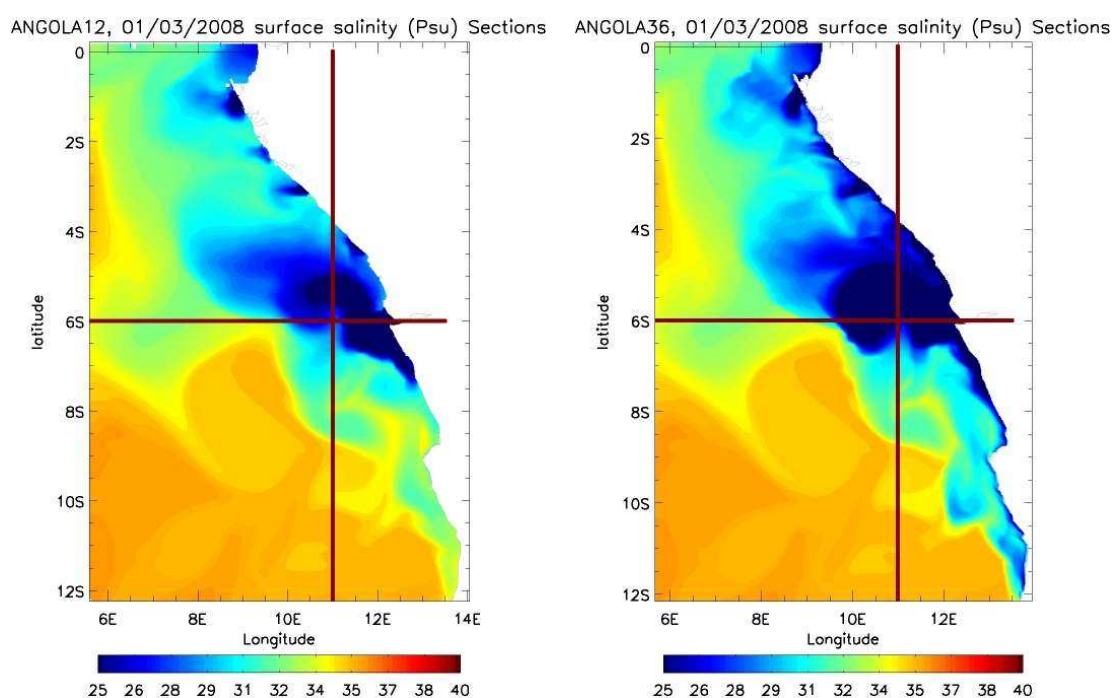


FIGURE 5.13 – Mise en évidence des ondes piégées à la côte : série temporelle de l'élévation de surface de la mer sur d'une bande nord/sud extraite aux points les plus proches de la côte sur l'ensemble de la simulation d'ANGOLA36-T11. Les données utilisées aux frontières (nord, sud et ouest) ont été filtrées pour cette simulation afin de limiter la progression d'ondes parasites liées à la procédure d'assimilation (voir section 3.3.3.2, page 78). Les bandes horizontales sans données sont liées aux embouchures des fleuves où la SSH est mise artificiellement à zéro.

Le modèle au $1/36^\circ$ présente des fronts salins d'eau douce continentale plus étendus vers le large et plus forts, en particulier dans la partie sud où aucune embouchure n'est présente. Ceci montre que la haute résolution permet de mieux marquer et conserver les fronts alors qu'ils sont plus diffus au $1/12^\circ$.

L'évolution de la salinité au cours du temps pour les sections méridiennes et zonales indiquées sur les figures 5.14(a) et 5.14(b) sont visibles sur la figure 5.15. La section à 11°E permet d'illustrer les différentes positions que prend le panache au cours de l'année, celui-ci oscillant de manière typique autour de la latitude de l'embouchure, à 6°S . La signature en eau douce est plus étendue au mois de mars et également plus forte pour le modèle au $1/36^\circ$ du fait du changement de résolution. La section dans le prolongement du panache à 6°S permet d'ailleurs d'étudier l'extension dans la direction zonale avec des maxima se produisant à nouveau de mars à juin.



(a) ANGOLA12 : Salinité de surface pour le 1er mars 2008 (b) ANGOLA36 : Salinité de surface pour le 1er mars 2008

FIGURE 5.14 – Salinité de surface prévue pour le 1er mars 2008 avec ANGOLA12 : (a) et ANGOLA36 : (b). Sur les figures apparaissent les sections de salinité tracées sur les figures 5.15.

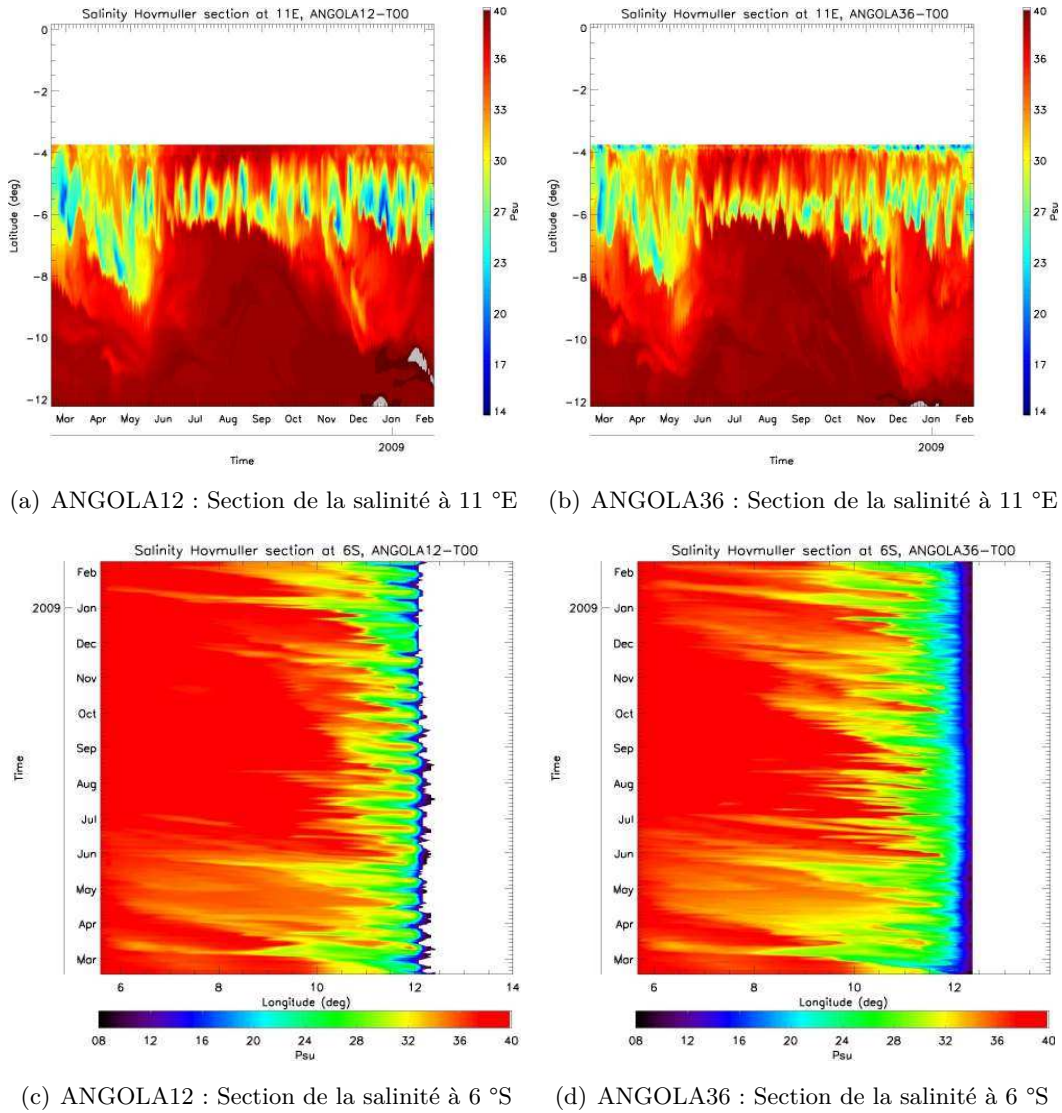


FIGURE 5.15 – Illustration de l'évolution du positionnement du panache à l'aide de sections de salinité de surface. Les sections sont extraites à 11 °E, ANGOLA12 : 5.15(a), ANGOLA36 : 5.15(b), et à 6 °S, ANGOLA12 : 5.15(c), ANGOLA36 : 5.15(d).

5.2.2 La validation par des données extérieures

Une étude de validation similaire à celle présentée pour la Méditerranée à la section 4.3.2, page 126 a été réalisée pour les simulations en Angola. La démarche est toujours d'effectuer une comparaison des prévisions à la SST mesurée par satellite et à des données météo-océaniques in situ. La période de simulation disponible pour cette étude est d'un an à partir du 26 février 2008, mais la fenêtre utile pour les dérives des bouées est le mois de mars.

5.2.2.1 Validation par la SST satellite

Le produit satellite utilisé pour cette validation est identique à celui décrit à la section 4.3.2.1, page 126. La couverture nuageuse et les précipitations conséquentes survenant au printemps austral gênent particulièrement l'observation de la zone depuis l'espace. Sur la période mars-avril, les côtes ne sont ainsi que très rarement et suffisamment observées pour fournir des informations utilisables. L'observation du champ de température reste cependant peu instructive au large, car celui-ci est très pauvre en structures frontales et soumis principalement au cycle saisonnier.

Le panneau du haut de la figure 5.16 montre une observation satellite des côtes datée du 29 mars, ainsi que ses équivalents-modèles modélisés avec le modèle ANGOLA36 et le système opérationnel PSY2V3.

Le champ de SST observé présente au large une eau de surface relativement chaude (autour de 28/29 °C), avec une poche centrale dans la bande 4 °S - 8 °S encore plus chaude (> 30 °C) S. Un peu plus au sud se trouvent des eaux légèrement plus froides (27/28 °C). Les eaux les moins chaudes du domaine (25/27 °C) se rencontrent le long des côtes, entre 8 °S et 12 °S.

On peut déjà remarquer un très bon accord général entre les températures de surface modélisées et mesurées. Le point le plus satisfaisant est la reproduction des gradients le long de la côte, juste au sud de l'embouchure du Congo. La séparation des eaux du large et du plateau est bien située et les intensités sont reproduites avec des valeurs réalistes.

La visualisation de séquences journalières de SST modélisée enseigne que ces eaux froides sont en partie liées à l'advection d'eaux côtières situées plus au nord lorsque le panache est collé à la côte quelques jours auparavant. La contribution la plus importante reste néanmoins un apport d'eau froide par upwelling. La simulation réalisée sans apport d'eau douce continentale confirme cette hypothèse, car la poche d'eau froide est toujours présente même si sa température augmente légèrement et que sa signature est plus diffuse sur l'horizontale. Par contre, l'anomalie chaude au centre du bassin visible sur les cartes satellites n'est en revanche pas assez intense d'environ 1 °C pour les modèles.

Pour l'ensemble des jours prévus, les températures calculées par les modèles (configuration libre au 1/36 ° et système opérationnel au 1/12 °) restent assez proches l'une de l'autre, et ce même après plus d'un mois et demi de simulation. Il est de nouveau à rappeler que l'assimilation de SST par PSY2V3 est réalisée à beaucoup plus basse résolution,

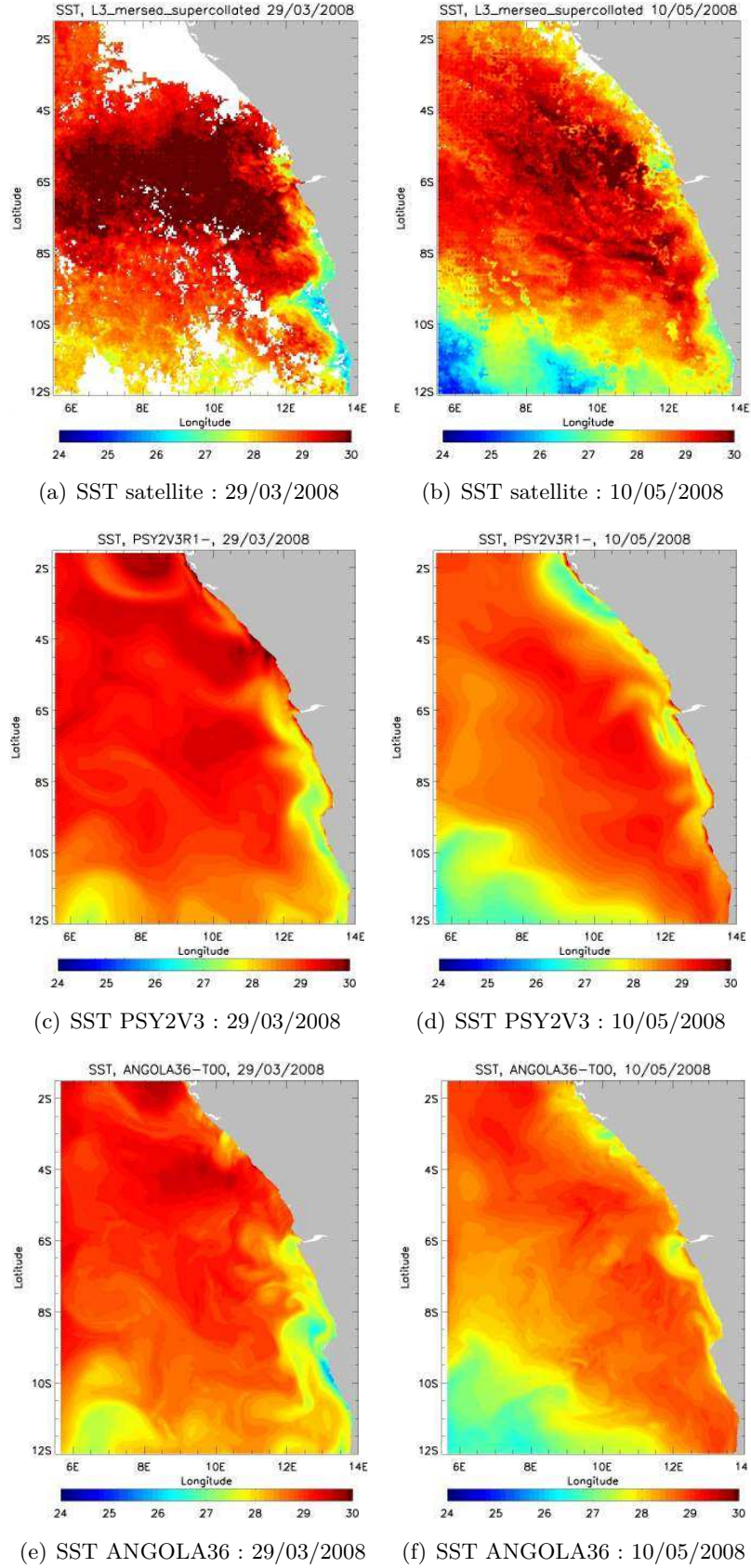


FIGURE 5.16 – Température de surface (°C) observée par satellite pour le 29/03/2008 : 5.16(a) et pour le 10/05/2008 : 5.16(b). Équivalents prévus par le système PSY2V3 (5.16(c) et 5.16(d)) et ANGOLA36 (5.16(e) et 5.16(f)).

et que les données ne sont pas près de la côte. C'est donc bien la dynamique du modèle qui apporte la plus-value pour les structures thermiques les plus fines.

Le modèle ANGOLA36 permet la représentation de structures tourbillonnaires et de petites branches d'eau froides qui sont également visibles dans les observations (figures 5.16(a) et 5.16(e)), comme un par exemple la modélisation du méandre situé (9 °S, 12 °E). Certains filaments le long de la côte sont également très semblables (par exemple vers 8 °S, 12 °E). Les figures 5.16(b), 5.16(d) et 5.16(f) montrent les champs précédents un mois et demi plus tard, soit le 10 mai et près de trois mois après l'initialisation. Quelques caractéristiques similaires avec la situation précédente se démarquent. On retrouve par exemple le gradient nord-sud de température avec un maximum présent à 5 °S et un refroidissement le long de la côte. Le cycle saisonnier modifie en revanche la circulation à petite échelle. La langue d'eau froide côtière précédemment située entre 7-11 °S est atténuée et les eaux froides remontent cette fois-ci également sur les côtes nord. Les modèles reproduisent toujours assez bien les fronts thermiques. En revanche, $\frac{3}{4}$ du domaine au nord n'est toujours pas assez chaud (biais < 1 °C), alors que le refroidissement des eaux n'est pas assez intense au sud-ouest.

Au final, même si certains biais de température existent sur ces deux cartes au large, le gradient à la côte est à priori bien modélisé. La qualité de ce résultat est d'une part conditionné par des sources de chaleur (upwelling, flux de chaleur des vents et inclinaison du panache à la côte) dont le bilan est réaliste, et d'autre part grâce à une conservation des fronts efficace (schémas d'advection et résolution). Même sans assimilation, le modèle libre ANGOLA36 permet une modélisation très satisfaisante du champ de température de surface à la côte.

5.2.2.2 La validation par des données météo-océaniques in situ

La société pétrolière Total opère de nombreuses plateformes offshore près des côtes angolaises. Certaines d'entre elles sont équipées de mouillages et de mâts instrumentés mesurant des paramètres météo-océaniques. Nous avons ainsi pu obtenir les relevés de deux sites de mesures indiqués sur la figure 5.17 : les blocs 17 et 18. Du fait d'avaries de certains capteurs sur notre fenêtre d'étude, les séries temporelles sont beaucoup plus courtes que pour les relevés en Méditerranée. Les paramètres de la température et de la salinité ne sont également pas disponibles pour ces mesures. Une très courte série du courant de surface est cependant relevé à la plateforme 18 (15 jours). Les mâts instrumentés météorologiques situés à 80 m de haut permettent de valider localement le champ de vent. Ces mesures ont été corrigés à l'aide d'une formulation de type couche limite logarithmique afin de se ramener au vent à 10 m⁷.

Le tableau 5.1 montre les résultats obtenus en terme de corrélations entre les séries temporelles de vent analysées par l'ECMWF et les relevés faits en fonction d'échelles de temps ciblées. Le protocole est le même que celui indiqué à la section 4.3.2.3 page 132. Il en ressort que les corrélations sont ici relativement faibles comparées à celles obtenues sur

7. Si on note U_{10} le vent à 10 m et U_{80} le vent à 80 m, alors il devient possible de déterminer $U_{80} = U_{10}(1 + C \ln(z/z_0))$ avec $C = 0.0573\sqrt{1 + 0.15U_{10}}$.

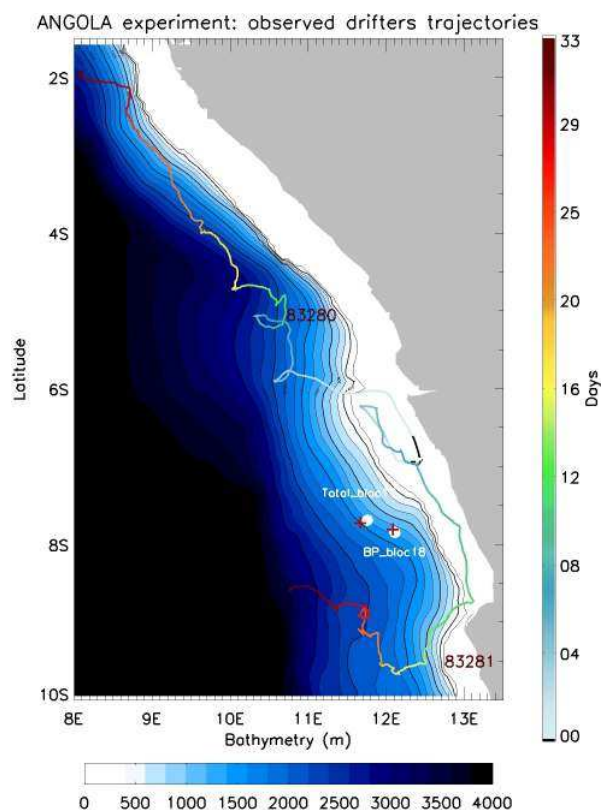


FIGURE 5.17 – Figure de synthèse de l'expérience de dérive DALIA. Le fond de carte est la bathymétrie du modèle ANGOLA12. La trajectoire des bouées est coloriée en fonction des jours depuis leur mise à l'eau. La position des différents sites de mesures servant à la validation sont indiqués par un point noir, l'extraction du modèle réalisé par la comparaison (point le plus proche) est signalé par une croix rouge à proximité. Notons que la bouée 83280 est lâchée un jour plus tôt que la bouée 83281, sa trajectoire est alors coloriée en noir.

la Méditerranée. Pour celles réalisées à l'ordre de l'heure, les corrélations sont d'environ 0.1 en direction, et entre 0.1 et 0.3 en amplitude. Les corrélations calculées sur une échelle journalière sont en revanche meilleures, avec des valeurs comprises entre 0.5 et 0.6. Les corrélations ne deviennent réellement satisfaisantes qu'à partir d'un fenêtrage à trois jours (entre 0.7 et 0.8).

La figure 5.18 montre la série temporelle des vents analysés et mesurés au Bloc 18 et leur équivalents lissées aux différentes échelles. Les vents moyens sont dirigés vers le sud et cette série confirme qu'en ce début du mois de mars, de fréquents renversements vers le nord-ouest peuvent se produire. Passé le 21 mars, cette variabilité se fait plus discrète et le vent retrouve alors sa direction moyenne vers le sud. Pour des échelles journalières, les analyses de l'ECMWF ont des gammes d'amplitude et de direction similaires aux observations. Il est cependant à noter qu'en moyenne, les vents du CEP ont tendance à ne pas être assez dirigés vers le sud. Le biais pour les moyennes journalières est d'une trentaine de degrés.

Le forçage par le vent semble ici satisfaisant sur une échelle journalière. Néanmoins il semble qu'il doit être utilisé avec la plus grande précaution à plus haute fréquence. Les

Corrélation du vent CEP aux mâts			
	<i>Corr. à 1h</i>	<i>Corr. à 1j</i>	<i>Corr. à 3j</i>
Bloc 18	0.302	0.613	0.752
13.750 j	<u>0.121</u>	<u>0.500</u>	<u>0.749</u>
Bloc 17	0.144	0.553	0.741
60.875 j	<u>0.115</u>	<u>0.546</u>	<u>0.805</u>

TABLE 5.1 – Coefficients de corrélation des équivalents modèles des analyses de vent aux séries temporelles des mâts instrumentés. Les corrélations ont été réalisées dans un premier temps sur des séries temporelles horaires, puis dans un second temps sur des séries filtrées à l’aide de moyennes glissantes de largeur 1 jour et 3 jours. Les composantes zonales et méridiennes des vitesses (u , v) ont été projetées sur une base polaire (amplitude, direction). Les corrélations en amplitude sont sur la première ligne et les valeurs de la seconde (soulignées) concernent les corrélations en direction. Pour chaque point de mesure, la durée totale de la série temporelle mesurée est renseignée.

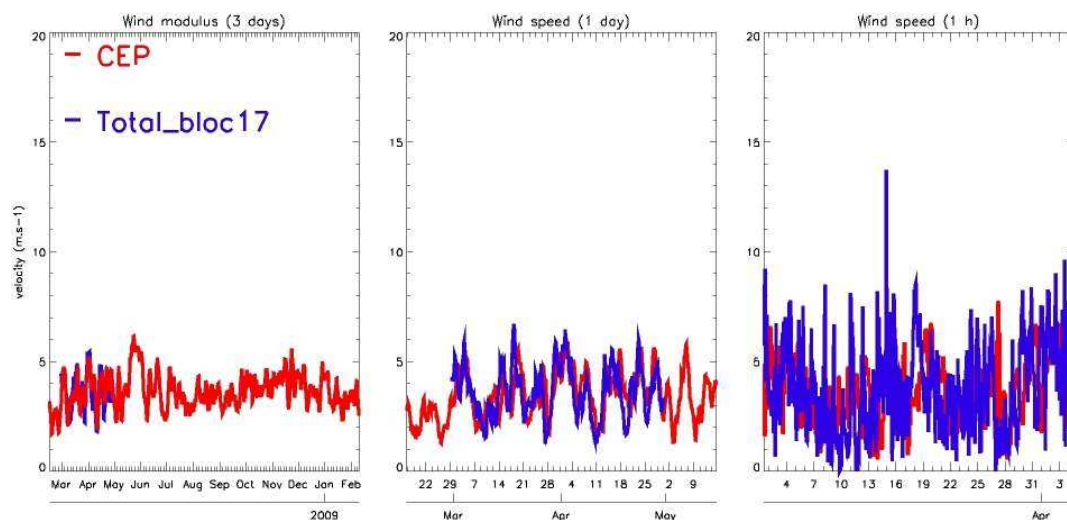
corrélations sur les séries temporelles horaires (c’est à dire le signal d’origine) révèlent un accord relativement faible. La courte durée des séries est également un facteur qui ne permet pas de conclure de manière franche.

Corrélation du courant en <i>amplitude</i>				
	<i>Configuration</i>	<i>Corr. à 1h</i>	<i>Corr. à 1j</i>	<i>Corr. à 3j</i>
Bloc 18 13.875 j	<i>ANGOLA12</i>	0.207	0.362	0.228
	<i>ANGOLA36</i>	0.154	0.255	0.164
	<i>PSY2V3</i>	0.137	0.298	0.285
Corrélation du courant en <i>direction</i>				
	<i>ANGOLA12</i>	-0.023	-0.145	-0.352
	<i>ANGOLA36</i>	-0.047	-0.198	-0.410
	<i>PSY2V3</i>	0.086	0.119	-0.045

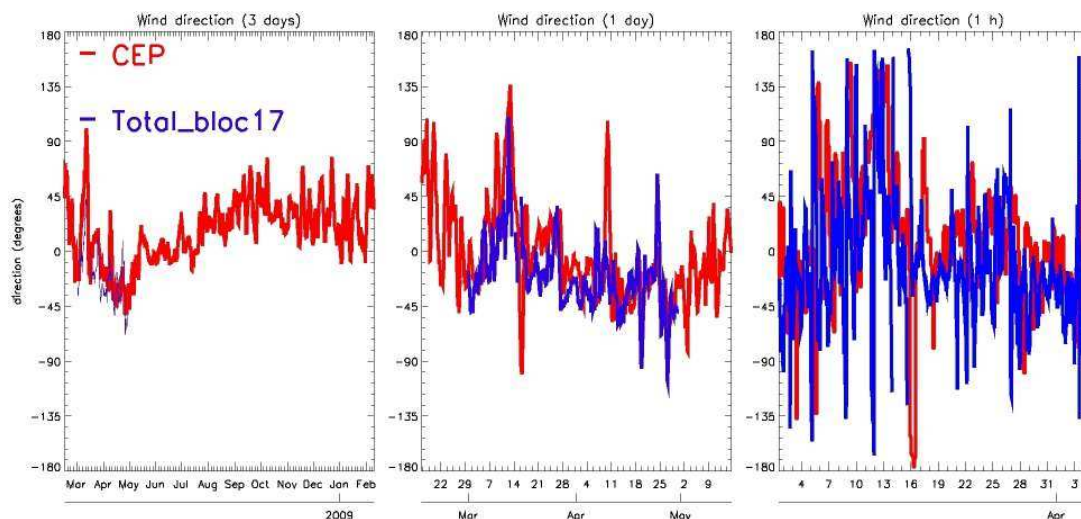
TABLE 5.2 – Coefficients de corrélation en amplitude et en direction calculés sur les séries temporelles mesurées et modélisées. Les composantes zonales et méridiennes des vitesses (u , v) ont été projetées sur une base polaire (amplitude, direction). Les corrélations ont été réalisées tout d’abord sur des séries temporelles de base horaire, puis sur des séries filtrées à l’aide de moyennes glissantes de largeur correspondant à un jour et trois jours. Pour chaque bouée, la durée totale de la série mesurée est indiquée.

Les corrélations des séries temporelles de courants disponibles au bloc 18 sont visibles sur la table 5.2. Comme cela était le cas en Méditerranée, les valeurs obtenues ne permettent pas de conclure à une bonne modélisation des courants de surface, même si ANGOLA 12 s’en sort mieux que son système opérationnel parent PSY2V3. Il ne sera pas donné beaucoup de poids à ce résultat, disposant d’un unique point de mesure et d’une

série temporelle très courte. Le même exercice en Méditerranée avait montré des scores également faibles alors que la circulation de pente s'est avérée correctement modélisée pour reproduire les dérives.



(a) Série temporelle au Bloc 17 en amplitude



(b) Série temporelle au Bloc17 en direction

FIGURE 5.18 – Série temporelle relevée au Bloc 17 comparée aux analyses du CEP. Le panneau du haut représente l'amplitude du vent et le panneau du bas sa direction. Chaque panneau se subdivise en trois figures qui correspondent aux séries temporelles moyennées à 3 jours, moyennées à 1 jour et obtenues par interpolation sur une base horaire. Pour les figures s'intéressant aux échelles de la journée et de l'heure, un zoom est réalisé. La direction est référencée selon les critères OMM ($0^\circ = N$, $90^\circ = E$).

5.2.2.3 Les conclusions sur la validation

Il est difficile d'analyser l'aspect physiques des sorties du fait de disponibilités bibliographiques pauvres pour le site d'étude. La circulation est ici d'une échelle moyenne relativement large et nos premières constatations indiquent qu'il n'y a pas beaucoup de différences entre les modélisations au $1/12^\circ$ et celles au $1/36^\circ$, hormis sur le plateau et le

long de la bande côtière sud. La région possède des processus côtiers particuliers, comme la propagation d'ondes côtières ou la présence du fleuve Congo.

La modélisation de la décharge fluviale par une frontière ouverte montre une interaction physique réaliste avec la circulation du plateau et le large. Le panache a un effet sur les vitesses de surface au moins jusqu'à 8 °E, et est donc un agent de transport a priori non négligeable.

Les ondes côtières sont reproduites par le modèle avec une variabilité de 15 jours, en accord avec des travaux publiés.

La validation de la SST de surface avec un produit altimétrique à haute résolution a montré des résultats très convaincants. Sans assimilation, le modèle est capable de reproduire des structures de fines échelles et de conserver un gradient réaliste de température à la côte.

La validation du forçage du champ de vent a par contre été moins convaincante que celle réalisée au chapitre 4 avec des corrélations de 0.5-0.6 pour des échelles de l'ordre de la journée.

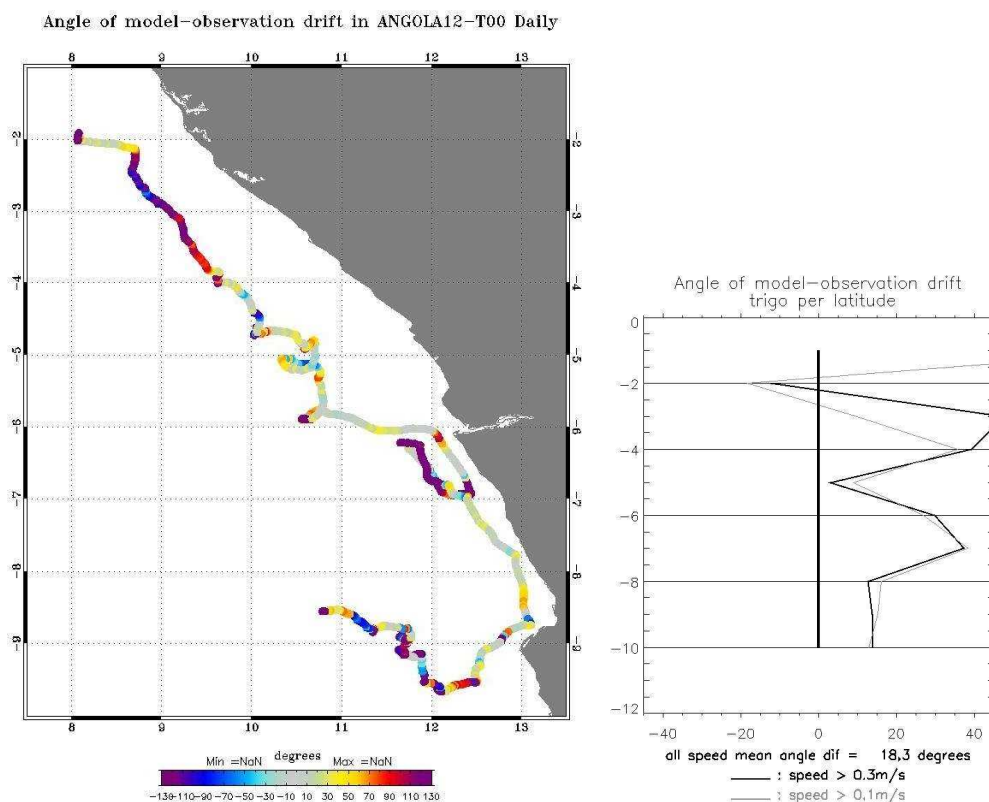
La structure verticale des courants est également difficile à valider du fait de manque de donnée. La présence de sous-courants en sub-surface peut être une problématique lorsque l'on veut utiliser un courant en profondeur pour forcer une dérive de surface.

5.3 Co-localisation des trajectoires des bouées à partir des sorties du modèle d'océan : étude de performances eulériennes

Les résultats exposés dans cette partie suivent un cheminement d'analyse identique à l'étude méditerranéenne correspondante, section 4.4 page 138. Il sera donc ici donné davantage de place à l'interprétation qu'aux outils et à la méthodologie afin ne pas introduire de répétition et alourdir le manuscrit.

5.3.1 La déviation angulaire

La figure 5.19(a) montre la carte des écarts angulaires entre la trajectoire des bouées et les colocalisations extraites des moyennes journalières de ANGOLA12.



(a) Carte de l'écart en direction (Obs-ANGOLA12) (b) Ecart en direction en fonction de la latitude

FIGURE 5.19 – Études des colocalisations angulaires pour une colocalisation journalière à partir de ANGOLA12. (a) : Carte de l'écart en direction (obs-modèle) calculé sur la trajectoire des bouées. Les directions sont référencées sur une base $(-180^\circ, 180^\circ)$ avec le 0° à l'est. Une valeur positive pour l'écart (resp. négative) signifie que le modèle est à gauche (resp. droite) de la donnée. (b) : Écart en direction projeté en fonction de la latitude. Le calcul est effectué pour deux critères de vitesses observées : > 0.3 m/s en gras et > 0.1 m/s en gris.

Pour la bouée nord, les écarts angulaires restent en moyenne assez faibles pendant toute

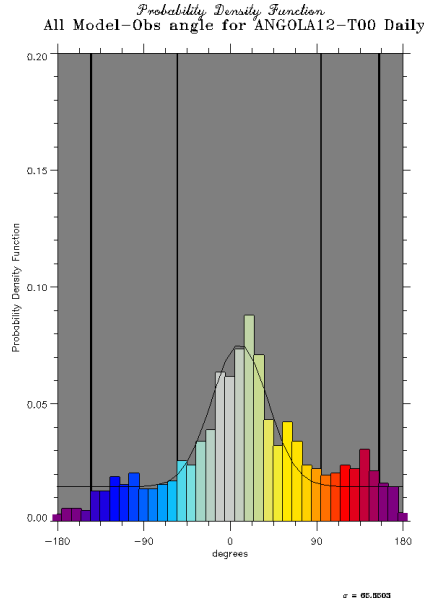


FIGURE 5.20 – Fonction de répartition de l'écart angulaire en considérant des échantillons de 5° . À la distribution est superposée une régression gaussienne de la série, ainsi que les premiers et seconds écart-types (barres verticales).

la phase de remontée vers le nord, et ce jusqu'à 4°S . Des écarts assez forts interviennent néanmoins localement lorsque le vent provoque des changements des rapides de direction. Ces changements ne sont pas représentés par les courants, à l'image de ce que l'on avait observé en Méditerranée en terme de réponse haute fréquence au vent. Lorsque la bouée effectue la première boucle, l'écart peut ainsi être de l'ordre de 180° (c'est à dire à contre-sens). Les erreurs sont en revanche relativement moins importantes lors de la réalisation de la seconde boucle, avec des gammes d'environ 60° . Passé 4°N , les courants prévus par ANGOLA12 divergent fortement des trajectoires. Les courants tirent alors tantôt vers les côtes (entre -4° et -3°S) et tantôt vers le large (entre 3° et 2°S) avec des erreurs de l'ordre de 90° .

Pour la bouée sud, il n'y a aucun signe de la bifurcation initiale donnant le nom à cette bouée (c'est à dire vers le sud) depuis 6°S jusqu'à 7°S . Le courant est même plutôt de direction inverse. En revanche, les courants modélisés redeviennent en accord avec la trajectoire observée une fois la bouée située dans le prolongement du courant côtier. Les erreurs sont alors toujours inférieures à 30° . La fin du parcours de la bouée sud est à nouveau en désaccord avec les courants prévus, notamment la remontée en direction du nord vers 12°E et la boucle à petite échelle réalisée vers 11.8°E .

La figure 5.19(b) montre les écarts angulaires moyens projetés sur la latitude avec une valeur par degré. Il n'y a pratiquement pas de différences à séparer les petites vitesses des grandes en dessous de 4°S . Au-dessus de cette latitude par contre, l'erreur moyenne des vitesses supérieures à 30 cm/s devient plus importante, avec des écarts moyens de l'ordre de 45° . Les divergences mis en avant précédemment sont donc plutôt causées par des courants relativement forts. Les zones qui sont à priori bien contraintes par les courants apparaissent nettement sur cette figure : le transport par le Congo à 5°S (écart moyen $< 5^\circ$) et le transport par le courant côtier de 8° à 10°S (écart moyen de l'ordre de 15°).

Au final, l'écart angulaire moyen obtenu par colocalisation d'ANGOLA12 est de 18.3 °.

La figure 5.20 montre la distribution de l'écart angulaire. Celle-ci peut s'apparenter à une distribution gaussienne avec pour valeur médiane des erreurs comprises entre 5 et 10 ° et qui se produisent avec une occurrence de 9.5 %. La distribution est clairement déséquilibrée vers la droite, avec un lobe important d'erreur entre 90 et 180 °.

5.3.2 L'intensité des vitesses

La figure 5.21(a) montre le diagramme de dispersion obtenu en traçant la série de vitesse colocalisée en fonction de la série observée. À l'instar de ce qui a été obtenu en Méditerranée, les vitesses des bouées sont à nouveau plus rapides que les courants modélisés. Les vitesses maximales des bouées atteignent presque les 80 cm/s, alors que les maxima des courants modélisés sont de l'ordre de 60 cm/s. Une régression linéaire entre les deux séries fournit une pente de 0.22 avec un biais supplémentaire de 11 cm/s.

La figure 5.21(b) fournit la moyenne du rapport entre les séries modélisées et observées en fonction de la latitude. La bouée nord voyage au-dessus de 6 °S, et pour cette gamme de latitude le rapport est de l'ordre 0.8 pour les vitesses observées supérieures à 30 cm/s. Par contre, en considérant l'ensemble des vitesses supérieures à 10 cm/s (toujours au-dessus des bruits de mesure estimés), les courants modélisés sont en moyenne supérieurs à l'observation. Cet effet est causé par les forts courants divergents de la trajectoire colocalisée entre 4 et 2 °S. La partie du graphe situé en dessous de 6 °S concerne la bouée sud et le rapport est plutôt de l'ordre de 0.6 environ à ces endroits.

5.3.3 La caractérisation de l'erreur totale de vitesse

De la même manière que pour l'étude méditerranéenne, une cartographie de l'erreur totale de vitesse a été réalisée. Celle-ci permet de visualiser rapidement la correction à appliquer pour obtenir les vitesses observées à partir des vitesses modélisées.

Sur la figure 5.22(a), l'erreur totale de vitesse est assez proche des trajectoires observées sauf pour le transport par le panache du Congo de la bouée Nord. Ceci signifie que l'on ne représente effectivement que très peu les trajectoires des bouées. Les zones de biais ont des intensités assez fortes, avec des vitesses de l'ordre de 25 cm/s. Parmi celles-ci, il est possible d'identifier :

- la portion la plus intense à l'ouest entre 6 et 7 °S qui est apparenté à la bifurcation sud de la bouée,
- la partie entre 7.5 et 9 ° correspond au transport par le courant côtier et celui-ci ne semble pas assez intense au vue de données,
- la zone entre 5 et 3 °S où les composantes vers l'est sont à mettre en relation avec les oscillations causées par le vent.

5.3.4 Les efforts pour déterminer la contribution Vent / Courant

Les figures 5.23(a) et 5.23(b) montrent le rapport entre la composante colinéaire et la composante normale des vitesses observées projetées respectivement dans une base locale

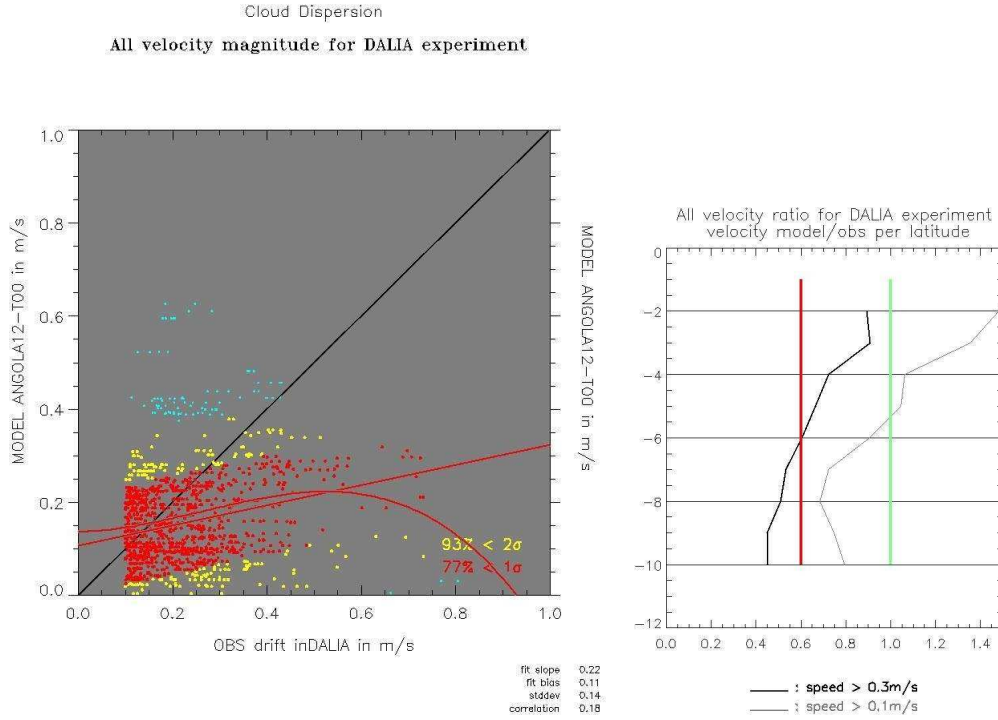
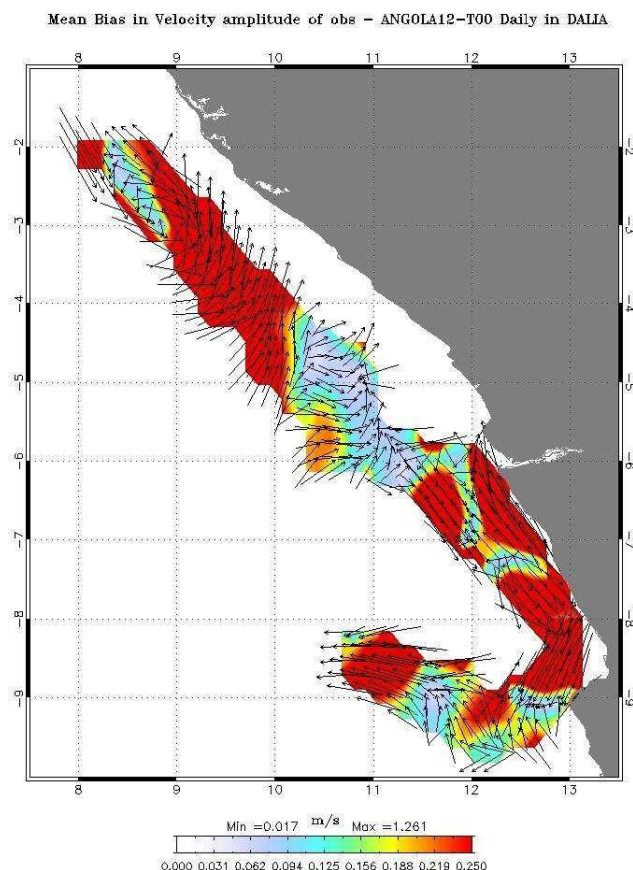


FIGURE 5.21 – 5.21(a) : Dispersion du module de la vitesse entre les colocalisations issues de MEDWEST12 et l’observation. La courbe en rouge est une régression linéaire de type $aX + b$, où a est la pente de la régression ($fitslope = 0.22$) et b le biais ($fitbias = 0.11$). Sont également renseignées la déviation standard ($= 0.14$) et la corrélation ($= 0.18$). Le nuage de point est colorié suivant sa distribution dans le premier écart type (rouge), dans le second (jaune) et en dehors (bleu). Pour une distribution normale (gaussienne), en moyenne 68 % des réalisations sont situées dans le premier écart type et 95 % dans le second. Uniquement les séries de vitesse observées supérieures à 0.1 m/s ont été conservées. 5.21(b) : Ratio entre la vitesse des équivalents modèles et les observations moyennées sur la latitude, pour les observations supérieures à 0.1 m/s (gris) et > 0.3 m/s (gras). Sur les courbes sont également indiquées les lignes de ratio égales à 1 (vert) et 0.6 (rouge).

tournante en fonction du vent et du courant. Ces figures servent à essayer de séparer l’entraînement des bouées par le vent de l’entraînement par le courant.

La figure 5.24 montre les écarts directionnels entre le vent et le courant. Le courant et le vent sont en pratique peu alignés mis à part pendant la phase de transport par le courant côtier et à quelques endroits bien spécifiques, comme par exemple à 4 °S pour la bouée nord et à 9.5 °S pour la bouée sud.

La figure 5.23(a) confirme que le vent et le courant agissent bien sur la montée des bouées vers le nord les premiers jours de l’expérience. Le diagnostic confirme également que le champ de vent a peu d’influence lors de la phase de transport par le flux du Congo. Il a en revanche un impact plus important entre 5 et 3 °S. Les courants contrôlent en revanche davantage le parcours de la bouée sud, notaient autour de 8 °S et en sortie du régime côtier vers 9 °S.



(a) Cartographie du biais total

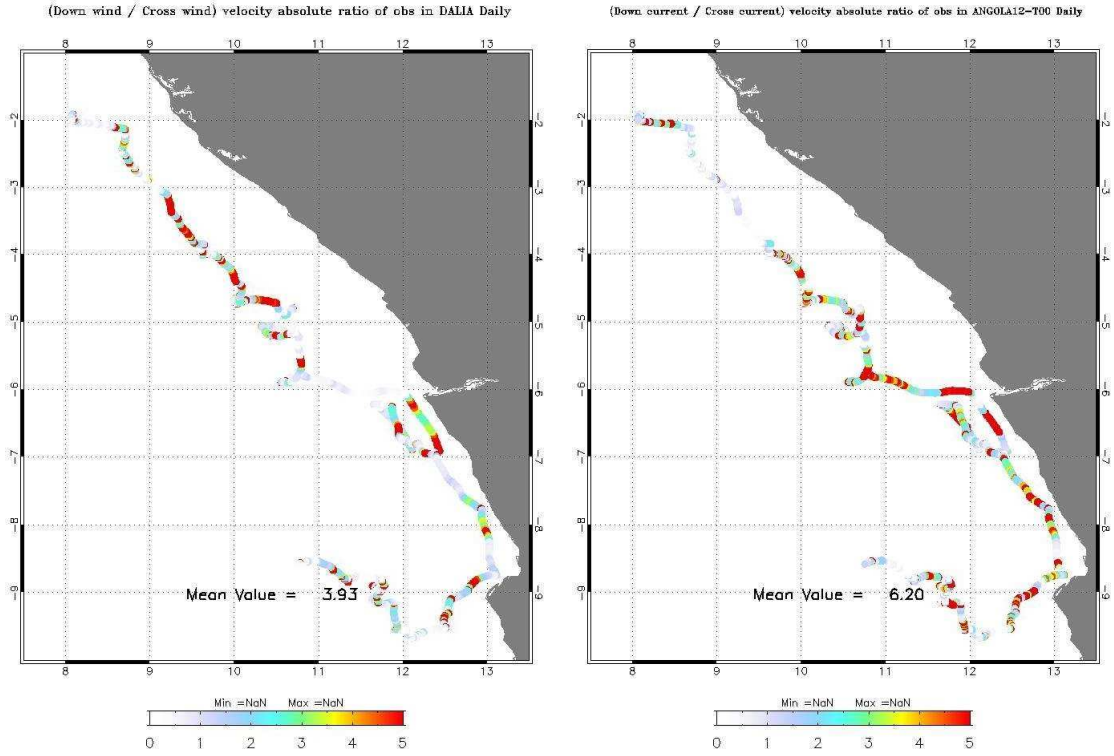
FIGURE 5.22 – Cartographie du biais total pour les vitesses d'ANGOLA12 colocalisées aux observations. L'erreur totale est ici un champ de vecteur dont l'intensité est comprise entre 0 et 1 et qui tient compte des directions à corriger.

L'étude visant à déterminer la fraction du vent à 10 m à rajouter pour paramétrer la prise au vent des bouées a également été reproduite (le protocole est identique à la section 4.4.4 page 4.4.4). Le résultat est visible sur la figure 5.25. Avec nos différents jeux de données, le coefficient de vent à rajouter a pour valeur 2.17 % avec un biais de 1 cm/s. Cette fraction est proche de la valeur empirique des 3 % utilisée dans les modèles de dérive, et est également proche de la valeur trouvée en Méditerranée qui est de 2.24.

5.3.5 Les conclusions sur la partie de colocalisation

Cette partie a tenté de s'assurer que les courants de surface des simulations de référence étaient en accord avec les vitesses indiquées par les bouées. L'entraînement à l'ouest de la bouée nord par le panache semble bien représenté, ainsi que le transport par le courant côtier pour la bouée sud.

En revanche, le changement brusque de direction qui a causé le déplacement vers le sud de la bouée sud et la divergence des courants sur la trajectoire nord ne sont pas reproduits. Les écarts en direction deviennent alors très importants. Le régime du vent est plutôt faible, mais son influence semble non négligeable pour la bouée nord entre 3 °S et



(a) Projection dans la base vent : composante colinéaire / composante normale
(b) Projection dans la base courant : composante colinéaire / composante normale

FIGURE 5.23 – (a) : Rapport absolu entre les composantes colinéaires et normales de la vitesse des bouées projetées dans la base locale du vent (analyses ECMWF). La même quantité est calculée pour le courant ANGOLA-T00 : (b). Un rapport fort signifie que la composante dans la direction du vent (ou courant) est plus importante que celle de la direction transverse, ce qui met en évidence un entraînement probable. Cet indice correspond également à un angle (non signé) pris entre les bouées et le vent local (ou le courant local). Les correspondances sont les suivantes : ratio de 1 = angle de 45° , 2 = 26.5° , 3 = 18.5° , 4 = 14° , 5 = 11° .

5°S , précisément où les courants divergent de la trajectoire de la bouée.

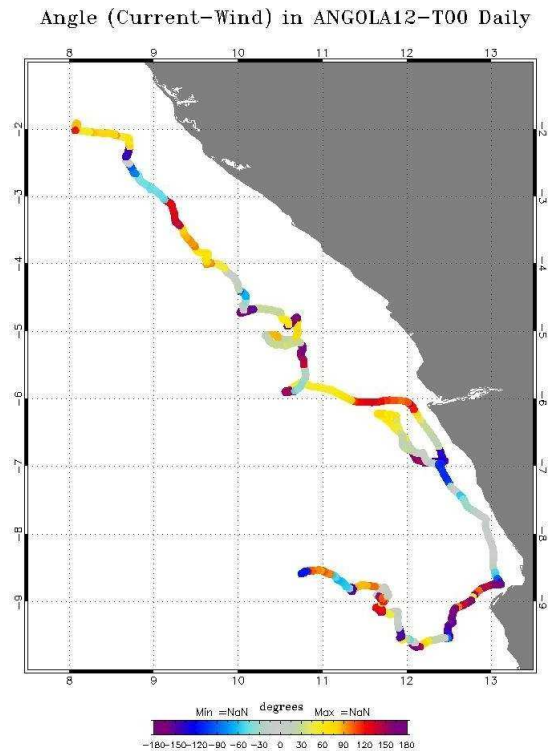


FIGURE 5.24 – Écart angulaire entre les vents et les courants modélisés le long des trajectoires.

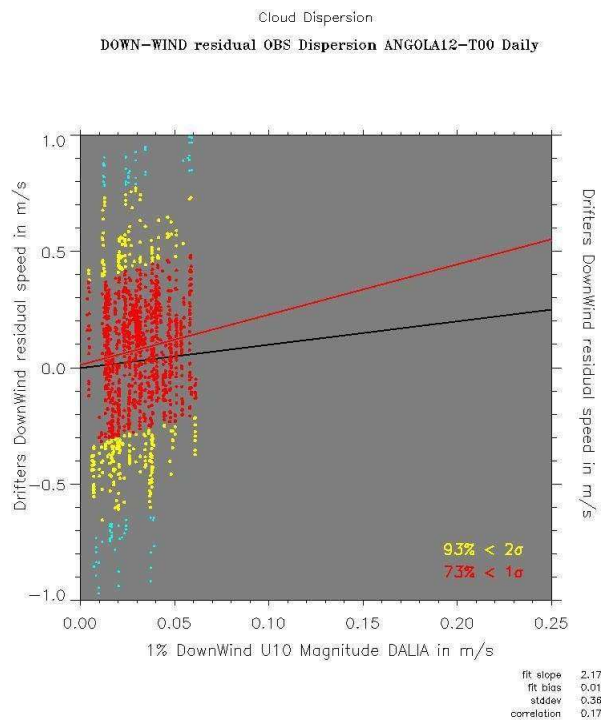


FIGURE 5.25 – Diagramme de dispersion entre les vitesses observées résiduelles projetée dans la direction du vent et la vitesse du vent de l'ECMWF colocalisé. La régression linéaire fournit une pente de 2.27 avec un biais de 1 cm/s. La corrélation est de 0.17 pour une déviation standard de 0.36.

5.4 Prévisions de dérive

Dans cette partie sont présentés les résultats des prévisions de dérive effectuées pour l'expérience en Angola. Elles évaluent les champs de vitesse modélisés dans l'exercice de reproduction de trajectoires observées avec le protocole de simulation présenté à la section 3.5, page 97. Comme il a été fait pour la Méditerranée, l'aspect général des trajectoires obtenues sera décrit avant de présenter les scores diagnostiques moyens et d'étudier les comportements locaux.

5.4.1 La visualisation des prévisions

Les figures 5.26 et 5.27 présentent l'ensemble des prévisions de trajectoires réalisées à partir des différents outils et des modèles existants. Il s'agit de cartes de synthèse sur lesquelles apparaissent les positions des particules virtuelles coloriées pour chaque échéance de prévision, du bleu à l'initialisation vers le rouge pour les trois jours de prévision. Sur ces figures sont également superposées les trajectoires d'observations qui permettent d'évaluer qualitativement ces prévisions.

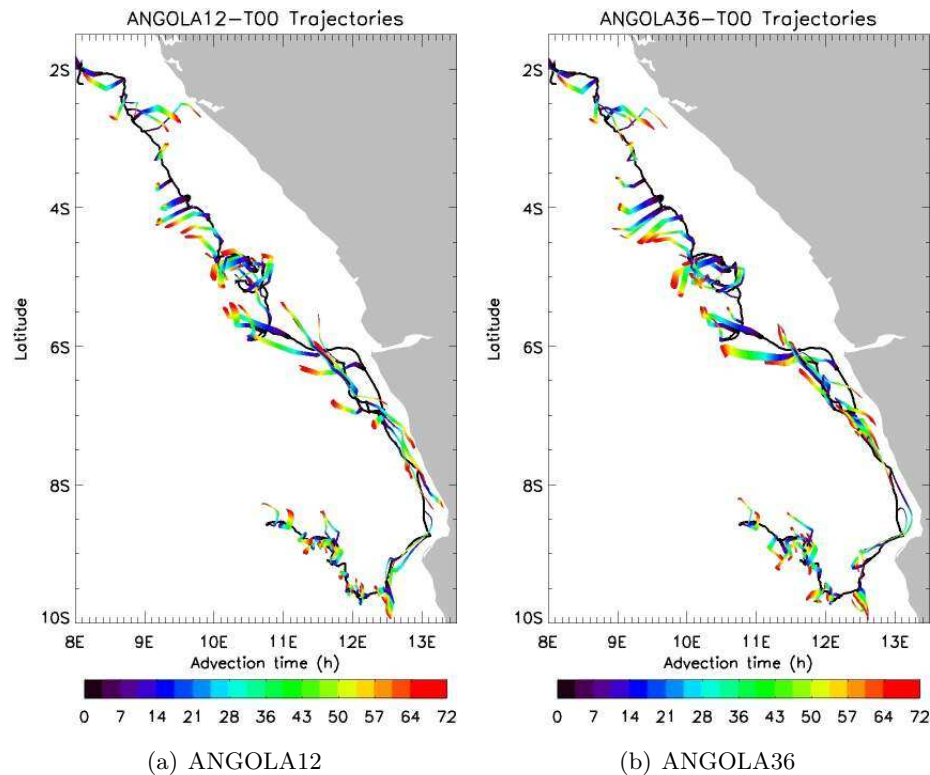


FIGURE 5.26 – Cartes des prévisions de dérive réalisées pour l'expérience MERSEA. Les trajectoires des bouées d'étude sont en noir. Les prévisions de trajectoires sont les spaghettis colorés qui divergent de celles-ci. La position des particules est alors coloriée depuis l'initialisation (0 h) en bleu jusqu'au terme du transport (+72 h). (a) : Trajectoires réalisées avec l'outil Ariane et les courants de surface ANGOLA12. (b) : Mêmes prévisions avec les courants de surface d'ANGOLA36.

La figure 5.26 s'intéresse à estimer l'impact du changement de résolution. Premier

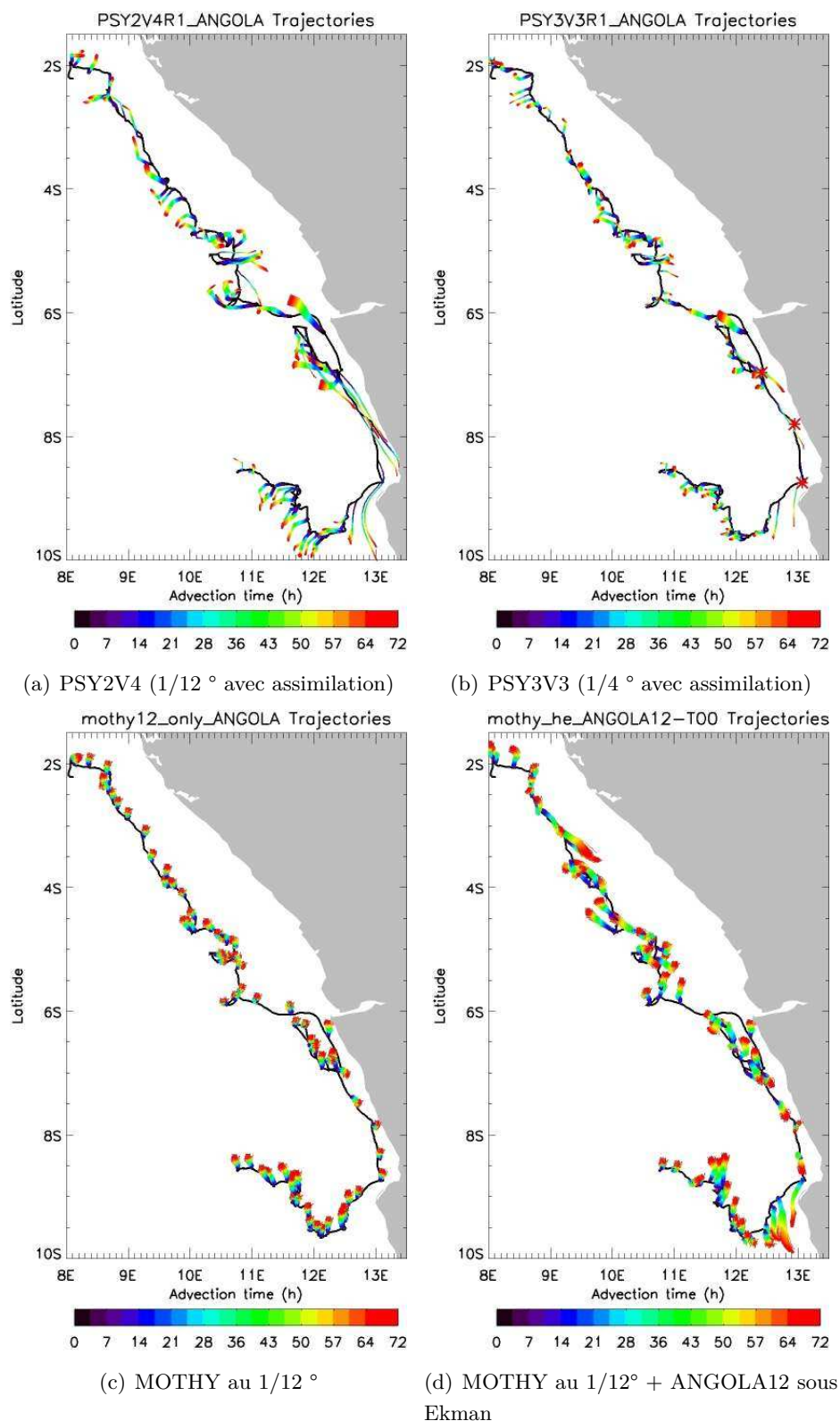


FIGURE 5.27 – Suite de la figure 5.26. Trajectoires obtenues en utilisant les courant de surface des systèmes opérationnels PSY2V4 (a) et PSY3V3 (b). Pour PSY3, quelques prévisions (croix rouges) ne peuvent être réalisées car elles sont trop proches des côtes et initialisées sur le masque terre au $1/4^\circ$. Les prévisions de dérive équivalentes effectuées avec MOTHY : MOTHY seul au $1/12^\circ$ (c) et MOTHY associé à ANGOLA12 en courant de fond (d).

constat : les trajectoires prévues pour la bouée sud sont effectivement mieux contraintes que celles de la bouée nord, comme le laissait à penser la section sur la validation des courants co-localisés (section 5.3.1, page 229).

En particulier, les prévisions sont convaincantes le long du courant de pente (comme pour la Méditerranée). Celles qui sont transportées par le panache du Congo, vers 6 °S, le sont également. Pour les trajectoires nord, les courants de surface des modèles régionaux sont trop divergeant, tantôt vers l'est à 4 °S, puis vers l'ouest à 3 °S. Juste après la seconde boucle réalisée par la bouée nord à 5 °S, les prévisions s'enroulent d'une manière circulaire. Cet enroulement est plus marqué au 1/36 °, et ceci est peut être un signe d'un mauvais phasage dans la réponse océanique au vent, ou alors une signature présente dans le forçage atmosphérique utilisé.

La comparaison entre les prévisions réalisées à partir d'ANGOLA12 et ANGOLA36 montre des résultats assez proches. Les différences qui peuvent être mises en avant concernent surtout celles lancées juste devant l'embouchure du Congo, qui sont légèrement plus dispersives au 1/36 °, et celles soumises au transport côtier.

Les co-localisations des trajectoires ont permis de montrer que la bifurcation de la bouée sud n'était pas présente dans le champ de courant au 1/12 °. C'est également le cas pour le champ de vitesse modélisé au 1/36 °. Pour les simulations dans le courant côtier, l'intensité du transport est plus forte au 1/36 °, avec des erreurs en distance plus faible. L'inclinaison que prend le courant du fait de l'incident bathymétrique formé par le cap de Luanda est correctement modélisée pour les deux modèles. Notons que la remontée vers le nord de la bouée sud à 12.5 °E, appréhendée comme étant en lien avec le champ de vent est mal reproduite.

Les figures du haut de la planche 5.26 montrent les prévisions obtenues avec les courants de surface de PSY2V4 (opérationnel au 1/12 °) et de PSY3V3 (opérationnel au 1/4 °). Les transports obtenus sont beaucoup moins intenses que ceux des modèles régionaux libres. De ce fait, puisque la direction est mauvaise, les particules sont moins éloignées des trajectoires observées.

C'est particulièrement le cas pour les prévisions de PSY3V3, où la faible résolution diminue l'intensité des courants et donc le transport. Pour PSY2V4, il est à noter que les trajectoires du nord sont toujours divergentes vers l'ouest. Dans ces systèmes, la décharge d'eau du Congo est modélisée au même titre que PSY2 par un apport pluvial. Les prévisions à l'embouchure sont ainsi moins étendues en terme de distance et également plus dispersées du fait de courants moins énergétiques et de caractéristiques thermohalines du panache plus diffusées.

5.4.2 Les tendances statistiques (scores de prévisions)

La figure 5.28 présente les scores de dérive statistiques calculés pour l'ensemble des prévisions précédemment montrées.

L'évolution de la distance moyenne de séparation entre les particules modélisées et la bouée observée est tracée sur la figure 5.28(a). Les distances de séparations sont ici beaucoup plus fortes qu'en Méditerranée pour des temps de transport équivalents.

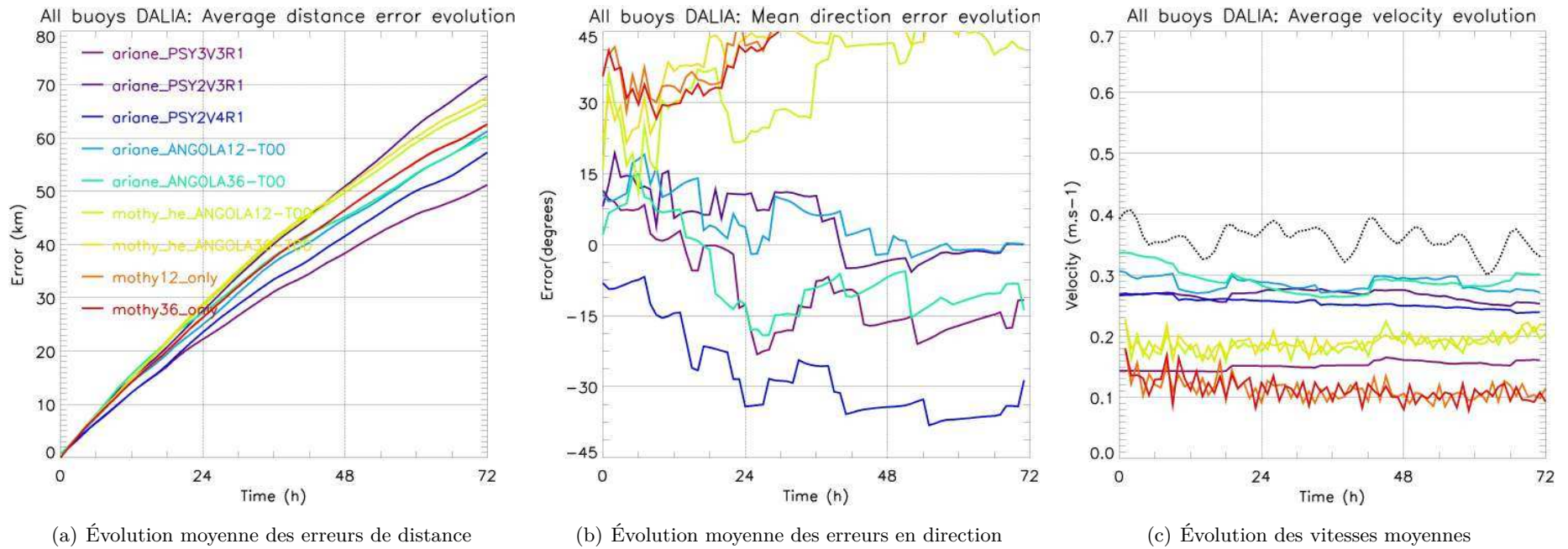


FIGURE 5.28 – Évolution des scores moyens de dérive en fonction du temps. Ceux-ci sont obtenus en comptabilisant l'ensemble des prévisions, toutes trajectoires de bouées confondues, pour les différentes combinaisons de modèles testées. (a) : distance de séparation, (b) : angle de séparation, (c) : erreur en vitesse. Pour l'évolution de la vitesse moyenne, la courbe noire pointillée représente l'observation. Les prévisions comportant le préfixe 'ariane' ont été réalisées à partir des courants de surface prévus par le système opérationnel PSY2V3 (mauve), le système PSY2V4 (bleu), le système PSY3V3 (mauve clair), les configurations régionales ANGOLA12 (bleu clair) et ANGOLA36 (vert). Sont également indiquées les prévisions calculées avec MOTHY (MOTHY12-only, MOTHY36-only, en dégradés de jaune) et MOTHY associé au courant de NEMO extrait sous la profondeur d'Ekman locale (MOTHY-ANGOLA12, MOTHY-ANGOLA36, dégradés de rouge).

Au terme des trois jours de prévisions, la simulation qui obtient en moyenne l'erreur de distance la plus faible est l'opérationnel 1/4 ° PSY3V3 avec 51 km. Celle qui réalise la grande erreur de distance finale est l'ancienne version du système opérationnel au 1/12 ° PSY2V3 avec 71 km. La distance entre ces deux courbes représente un écart relatif de 28 %. Il a été avancé précédemment qu'un écart relatif entre deux courbes d'erreurs de 10 % à la valeur maximale était quelque chose de significatif en pratique (avec une augmentation de la zone de recherche de 21 %). Sous cette considération, tous les résultats sont au final à peu près séparés mis à part le groupement central formé par les prévisions de MOTHY12/36-only et les modèles régionaux ANGOLA. Ces dernières prévisions sont donc presque équivalentes pour l'erreur en distance. En revanche, même si le score final est identique, les enveloppes de prévisions et la physique mis en jeu sont clairement différents entre MOTHY et les modèles régionaux.

Il est intéressant de constater que dès 6 h de prévision, les courbes d'erreurs de PSY3V3 et de PSY2V4 sont presque confondues et s'écartent de celles des autres simulations. Ces deux courbes d'erreurs se séparent ensuite peu avant 24 h.

Le modèle au 1/36 ° est celui qui fournit les courants visiblement les plus mauvais pour les premières 24 h, mais la courbe d'erreur de cette simulation s'adoucit par la suite pour se positionner au terme des trois jours de prévisions à proximité de son homologue au 1/12 °. C'est un comportement déjà remarqué pour l'expérience en Méditerranée, mais il est à nouveau difficile d'en concevoir une raison scientifique. Rappelons ici que le jeu d'observation est très limité, avec uniquement deux bouées, il peut être risqué d'essayer de donner trop de poids à nos conclusions et à les sur-interpréter.

L'utilisation des courants ANGOLA12 en background de MOTHY (avec une erreur finale de 62 km) offre des performances légèrement meilleures que la même opération avec ANGOLA36 (erreur finale de 66 km). Le changement de résolution en lui-même ne semble pas avoir d'impact sur les résultats de MOTHY seul (courbes rouges). L'impact de la résolution est donc plus important dans les modèles régionaux à cause de la physique mis en jeu.

Les figures 5.28(b) et 5.28(c) s'intéressent aux scores de direction et de vitesse.

L'erreur en direction est pour cette expérience difficile à interpréter car sa valeur moyenne varie beaucoup en fonction du temps. Ces variations sont de plus très différentes d'une configuration à l'autre. En particulier, les erreurs les plus faibles correspondent aux prévisions de PSY2V3 et ANGOLA12. Pour PSY3V3, la simulation qui fournissait les meilleurs résultats en distance, les erreurs d'angle ne sont pas les plus petites.

La faiblesse des courants en revanche (voir figure 5.28(c)) assure que l'on diverge faiblement des trajectoires, le biais de vitesse étant d'environ 25 cm/s. Les courants de MOTHY sans ajout de background ont une gamme d'intensité similaire, mais ceux-ci sont associés à des erreurs de direction plus fortes, ce qui conduit au final à des erreurs en distance plus importante.

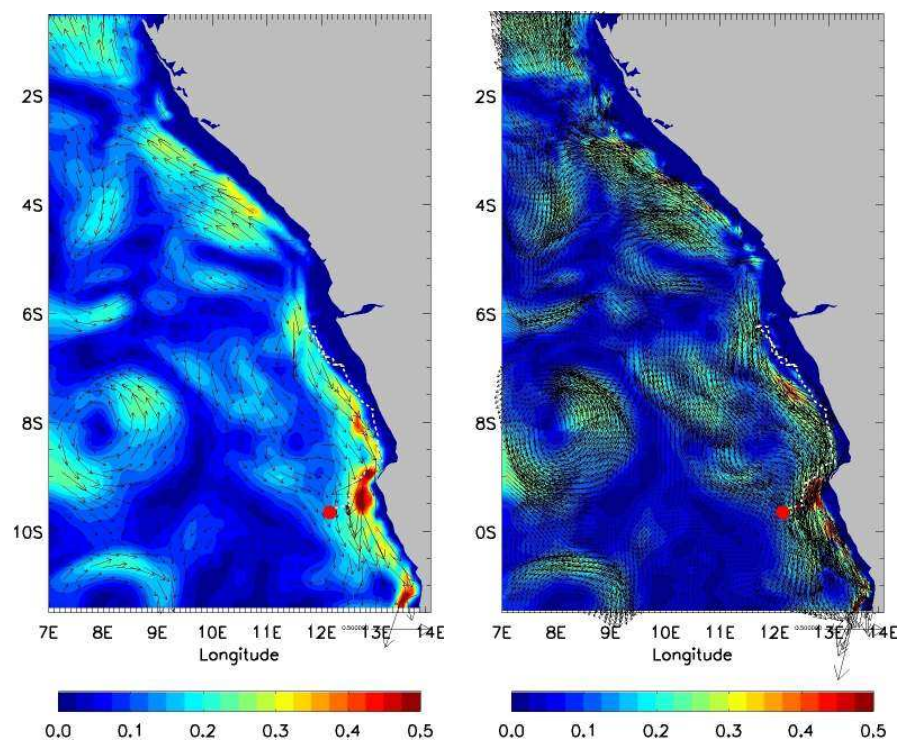
En terme de vitesse, les bouées voyagent avec une vitesse moyenne de l'ordre de 40 cm/s. Les courants prévus par les systèmes régionaux et des systèmes opérationnels au

1/12 ° ont des biais d'environ 10 cm/s. L'ajout du courant de background à MOTHY permet de diminuer le biais de vitesse d'environ 5 cm/s.

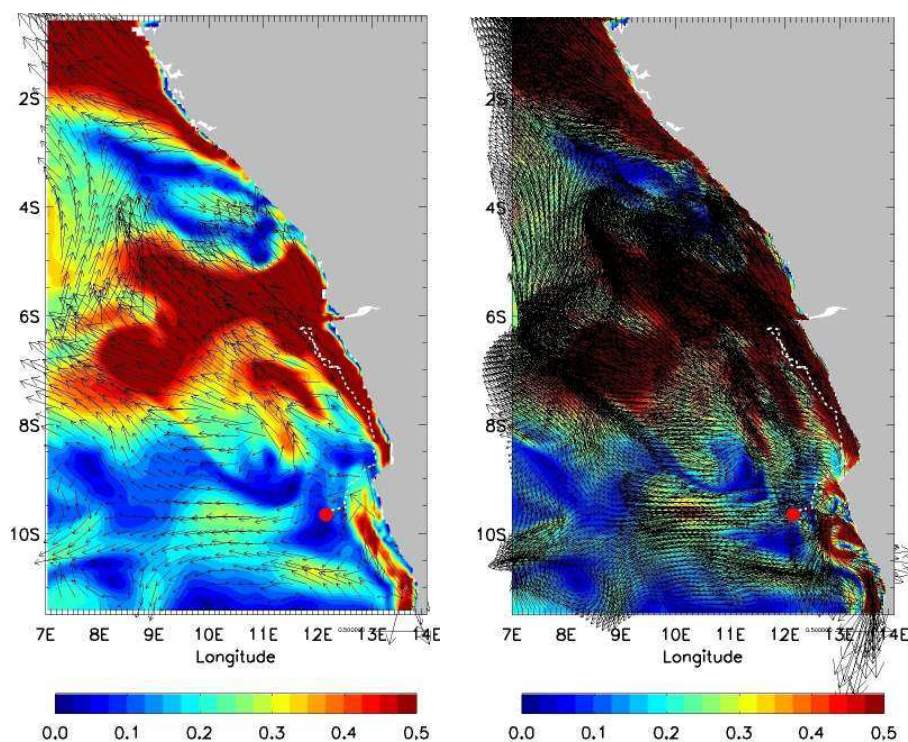
5.4.3 Le comportement de MOTHY en zone équatoriale et l'ajout du courant de background

Les prévisions réalisées avec MOTHY sans courant de background sont clairement handicapées par ce régime faible d'alizés (figure 5.27). La circulation océanique générale domine alors et la modélisation choisie par MOTHY n'est pas adaptée. Les prévisions sont toutes dirigées vers le nord et avec à chaque fois des distance parcourues très modestes. L'ajout du courant de background permet la correction de certains comportements locaux, comme par exemple sur le plateau pour la trajectoire sud. Il est à noter que la bifurcation vers le sud de la bouée est représentée par les courants de surface de MOTHY, mais aussi par l'ajout du courant de background. Ce dernier résultat n'est en revanche pas obtenu pour de bonnes raisons physiques mais par l'atteinte de sous courant lors de l'extraction verticale du champ de courant.

La figure 5.29 illustre les différences existantes entre la circulation modélisée pour le niveau de surface et celle pour l'extraction sous la couche d'Ekman correspondante. Pour cette date, le courant de background indique un transport général vers le sud au sud de 6 °S. Les maxima correspondent au courant de pente qui atteint des vitesses de l'ordre de 50 cm/s. C'est précisément cette signature qui est injectée lors des prévisions de dérive de MOTHY-ANGOLA36/12, et qui améliore les prévisions à la côte. Le courant de surface modélise par contre un transport de direction inverse. Les différences en terme d'intensité et de finesse des structures pour les courants extraits sont très claires entre les deux résolutions, en particulier celle du sous-courant côtier qui est plus intense et moins large au 1/36 °. Les résultats sont alors sensiblement différents lors de l'utilisation des champs de background.



(a) Courant de background (m/s) AN-GOLA12 : 19 mars 18-24h (b) Courant de background (m/s) AN-GOLA36 : 19 mars 18-24h



(c) Courant de surface (m/s) AN-GOLA12 : 19 mars 18-24h (d) Courant de surface (m/s) AN-GOLA136 : 19 mars 18-24h

FIGURE 5.29 – Illustration des extractions de courant ajoutés à Mothy le 19 mars entre 18 et 24 h (a) et (b). (c) et (d) : champs de surface correspondants. La position de la bouée sud à cette date est indiquée par un point rouge.

5.5 Sensibilité des prévisions de dérive aux paramétrisations et aux processus physiques

Dans cette partie sont présentés les résultats des tests de sensibilité sur les options et les paramétrisations de modélisation océanique pour les prévisions de dérive en Angola. Ces tests sont décrits dans les sous-sections 3.3.3.1 et 3.3.3.2, page 78. Ils portent tout d'abord sur les forçages, avec la désactivation de la marée (T02), la suppression des fleuves (T03) et la suppression du forçage en pression (T04). Les simulations T05 à T07 utilisent le schéma de mélange vertical TKE2 dans sa paramétrisation standard avec des tests sur l'ajustement convectif forcé (voir section 3.2.2.6, page 56). Les simulations T11 et les suivantes utilisent un forçage aux frontières filtré des chocs d'assimilation. La simulation T10 a été réalisée en initialisant le modèle 6 mois plus tôt afin de générer un run presque libre et indépendant de l'état initial. Enfin, les simulations T12 et T13 utilisent la paramétrisation des flux atmosphériques CORE, avec une interpolation temporelle online pour la simulation T13. En fin de chapitre sont de plus présentés l'impact des modifications de la physique du panache ou de la variation du débit du Congo sur les dérives à partir des trajectoires observées.

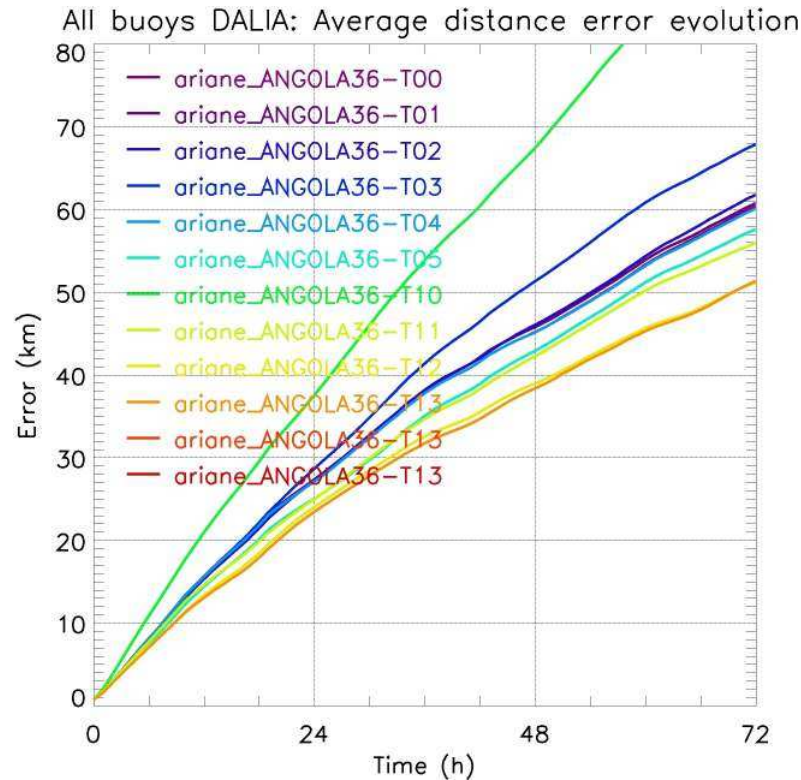
5.5.1 Les tests de sensibilité

La figure 5.30 montre l'évolution de la distance de séparation obtenue avec les courants modélisés au $1/36^\circ$. Il s'avère que les prévisions réalisées au $1/12^\circ$ suivent les mêmes tendances, les résultats seront de ce fait présentés dans leur version haute résolution. Même si les scores sont quelque peu différents quantitativement, d'un point de vue qualitatif, l'ensemble des courbes d'erreurs au $1/12^\circ$ respecte la distribution et l'organisation de celles à plus haute résolution. Elles sont en revanche mieux séparées, ce qui facilite leur présentation.

Pour donner quelques éléments de comparaison, les résultats obtenus au $1/12^\circ$ sont moins dispersés et l'écart entre les courbes T13 (rouge) et T03 (bleu) est plus important. L'erreur finale moyenne obtenue pour la prévision T03 renvoi à 65 km pour ANGOLA12 contre 68 km pour ANGOLA36 ; celle des simulations T13 est de 57 km pour ANGOLA12 contre 51 km pour ANGOLA36.

La moins bonne des simulations concerne la réalisation d'un spin-up de 6 mois (T10, courbe jaune). Les distances finales de séparation au terme des trois jours de transport atteignent alors la centaine de km. Par la suite, trois résultats sont à considérer : la courbe de la simulation T03 (en bleu), les simulations T12 et T13 (en rouge) et le groupement de courbes se trouvant au centre.

La courbe d'erreur bleue concerne la suppression de l'alimentation du Congo. Retirer ce processus aboutit à une erreur finale moyenne en distance de 68 km. Cette simulation sera étudiée plus tard. Le groupement de simulations central concerne les tests de sensibilité ciblant l'introduction de la marée, la modification de la fréquence du forçage atmosphérique et l'utilisation du schéma de mélange vertical TKE. Il a été vu qu'utiliser ce schéma sans ajustement convectif forcé en Méditerranée permettait de donner plus de poids au



(a) Évolution moyenne des erreurs de distance

FIGURE 5.30 – Évolution de la distance de séparation moyenne en fonction des différentes études de sensibilité menées avec les configurations régionales ANGOLA. La correspondance entre le numéro des simulations et des paramètres évalués peut être consultée sur les tableaux 3.7 et 3.8, page 78.

forçage par le vent (en proche surface) et ainsi de diminuer les biais moyens. Le simple fait d’avoir filtré les frontières (simulation T11, courbe orange) permet d’obtenir un score aussi bon. Pour ce groupement central, l’erreur finale est d’environ de 57 km. Les meilleurs scores obtenus concernent les simulations T12 et T13, également forcées par les frontières filtrées, mais aussi par des flux atmosphériques calculés avec la formulation CORE. Les améliorations se font donc en deux temps, d’abord par le filtrage des frontières (T11), puis par la modification du stress du vent par rétro-action du champ de vitesse prévu (T12 et T13).

Les simulations T11 et T13 ayant donné les meilleurs résultats, les figures 5.31 et 5.32 montrent les modifications obtenues sur ces trajectoires comparées à la simulation de référence (T00). Un premier regard sur ces figures montre de suite que les différences se rencontrent surtout pour trajectoire Sud. Au nord, le traitement des frontières (T11) impacte peu la direction des prévisions, mais le courant au large des côtes vers 2 °S apparaît comme étant plus intense lorsque les frontières sont filtrées.

Pour la toute première prévision, le transport qui s’effectue à contre sens dans la simulation de référence est cette fois-ci correctement dirigé. La modification du stress du vent par le choix de la paramétrisation CORE (T13) modifie relativement peu les prévisions de la simulation T11. Au sud en revanche, les différences sont plus nettes. Notamment,

l'opération a injecté la bifurcation de la bouée vers le sud, ce qui n'avait pas pu être obtenu jusqu'à présent avec les configurations et simulations standard. Le transport le long de la côte est également mieux prévu en terme distance, en particulier pour les trois premières prévisions démarrant à partir de 7 °S. Les particules sont alors amenées plus près de la côte, directement dans la veine du courant côtier, ce qui n'est pas forcément un bon comportement en soit par rapport à la trajectoire observée.

Pour la bouée nord, des re-circulations apparaissent vers 11.5 °E. les prévisions réalisées avec les frontières filtrées ont des erreurs en distance plus faibles mais sont toujours trop divergentes. Pour ces trajectoires, les simulations T13 sont plus convaincantes car les transports sont moins écartés de la direction générale vers le nord.

Même si des efforts ont été réalisés afin de mieux représenter le champ de courant, il n'est pas aisé à partir de la visualisation de ces trajectoires d'affirmer que les simulations T11 et T13 ont un meilleur comportement physique. Il est revanche possible de dire que ces paramètres favorisent un écart plus faible aux observations dans la limite de cette expérience. Il est en revanche intéressant scientifiquement d'analyser plus finement les différences entre ces meilleures simulations et celle de référence. C'est l'objet des deux paragraphes suivants.

5.5.2 L'impact du filtrage des frontières

Les figures 5.33 montrent les diagrammes de Hovmuller obtenus en réalisant une section à 8°S sur l'élévation de surface de la mer prévue (SSH). Des changements importants dans les prévisions de trajectoires entre les simulations T00 et T11 ont été identifiés dans cette région, surtout pour celles transportées le long de la côte vers le sud. Des sauts de SSH sont effectivement observables le long de la frontière ouest, et sont associées à la propagation des ondes côtières. Ces dernières sont toujours persistantes après le filtrage des frontières (simulation T11), alors que les oscillations présentes un peu plus au larges sont lissées par l'opération. C'est justement l'atténuation de ces structures parasites qui permet aux prévisions des simulations T11 de fournir des résultats plus réalistes. Par exemple, deux sauts de SSH sont ainsi pratiquement effacés vers 11.5 °S durant la première quinzaine de mars, de même que les anomalies présentes à 11°E vers la fin du mois d'avril. Le filtrage des frontières est surtout important pour la partie sud du domaine. Cela peut suggérer une correction au niveau des interactions entre ces ondes et le panache lorsque celui-ci se colle à la côte.

5.5.3 L'impact de la paramétrisation BULK pour l'estimation du stress du vent

Les figures 5.34 comparent les stress du vent ayant été utilisés pour les simulations T11 et T13. La formulation des flux CORE (simulation T13) tient compte de la circulation prévue par le modèle d'océan selon l'équation (3.41), page 61. Il est à rappeler à nouveau que la situation étudiée est relativement faible en terme de vent (< 5 m/s) alors que les courants océaniques sont intenses (50 cm/s). Dans ces conditions, les courants de surface

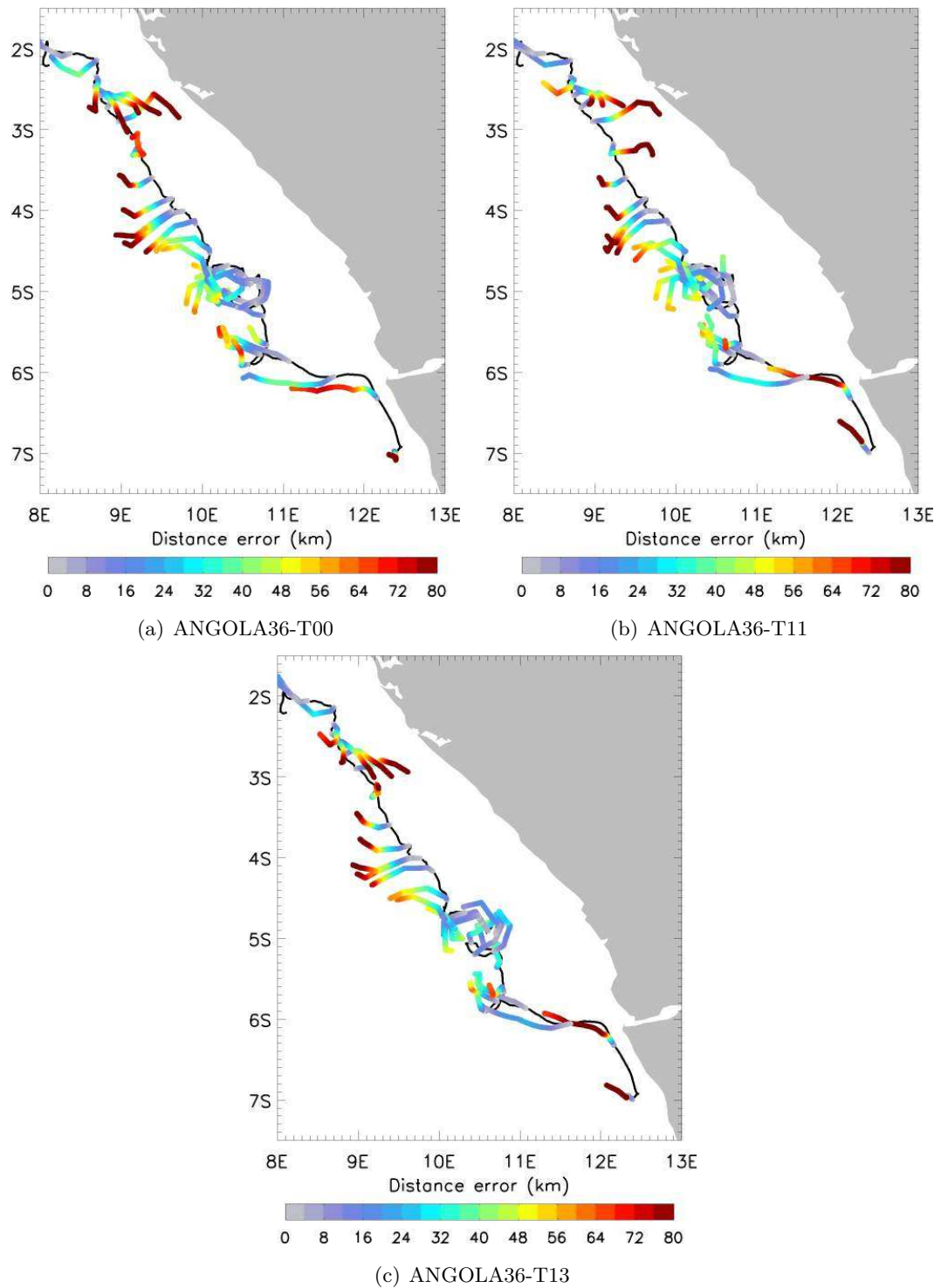


FIGURE 5.31 – Cartes d'erreur en distance obtenue pour la bouée 83280 et les prévisions T00, T11 et T13

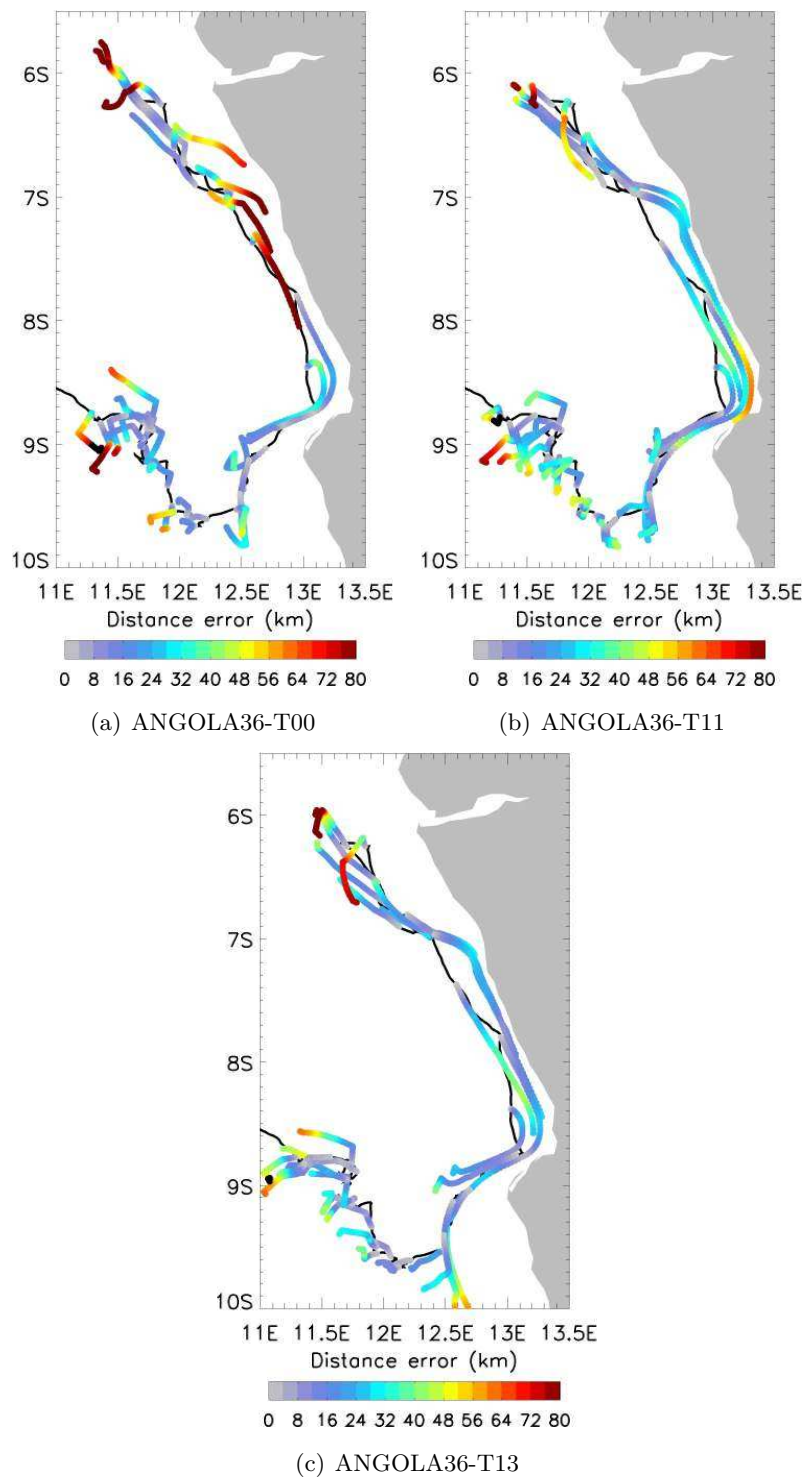


FIGURE 5.32 – Cartes d'erreur en distance obtenue pour la bouée 83281 et les prévisions T00, T11 et T13

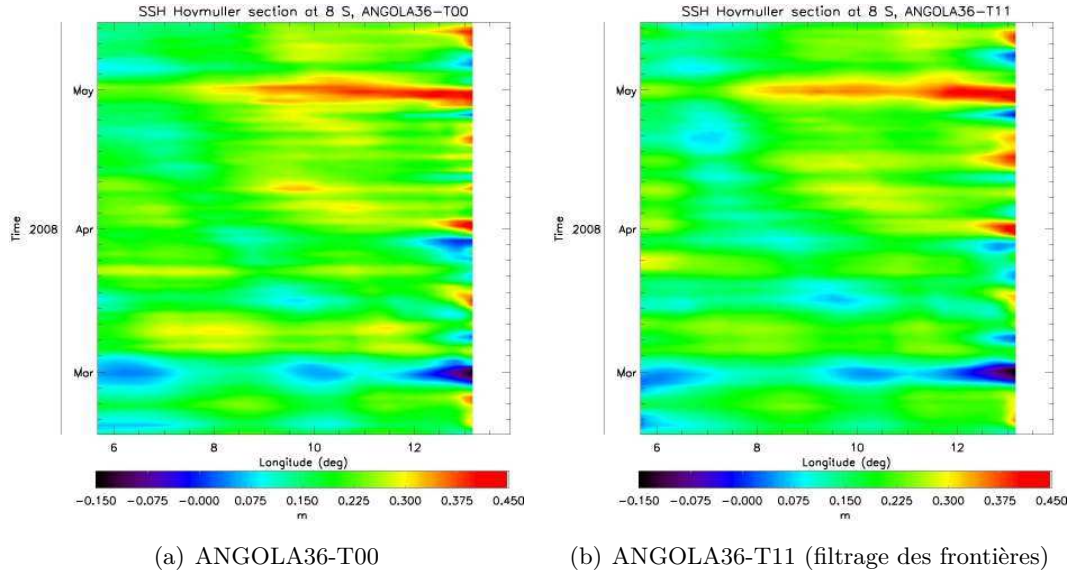


FIGURE 5.33 – Diagramme Hovmuller d’élévation de surface pour une section à 8 °S. (a) : diagramme obtenu avec la simulation de référence ANGOLA36-T00. (b) : diagramme obtenu avec la simulation aux frontières filtrées T11.

prennent une place encore plus importante lors de la détermination du stress dans les simulations T13.

En comparant les champs obtenus, il est visible la direction générale du stress est très peu changée, celle-ci étant imposée par le champ de vent. En revanche, la prise en compte ou non de la circulation de surface modifie sensiblement son intensité. Par exemple, dans la veine du courant côtier (13 °E, 8 °S), la formulation CORE a tendance à augmenter le stress de surface puisque le courant est à contre sens du vent (ce qui produit plus de frottement). En revanche pour la partie nord du domaine, vers 3 °S, comme le vent et le courant ont tous deux une composante vers le nord importante, le stress est ainsi diminué. Cet effet conduit en particulier à une amélioration des prévisions dans le panache et dans le courant côtier.

5.5.4 Les tests de sensibilité portant sur la modélisation du Congo

Les simulations T20 à T23 ciblent l’impact de modifications dans la représentation du Congo pour les dérives de l’expérience DALIA. La simulation T20 ne modélise pas la physique du panache, la simulation T20 la représente par l’addition d’eau douce en surface, et les simulations T22 et T23 utilisent une technique plus sophistiquée de frontière ouverte avec des débits moyens différents (minimum et maximum climatologiques pour le mois de mars).

Précédemment, les résultats des simulations de références suggéraient une orientation des vitesses moyennes à l’embouchure du Congo vers le nord-ouest (sous section 5.2.1.1, page 209). Dès lors, l’eau douce issue du déversement fluvial devrait être en moyenne transportée dans cette direction. N’oublions pas cependant pas que le positionnement du panache, est apparu comme plus ou moins variable en fonction des jours, celui-ci étant

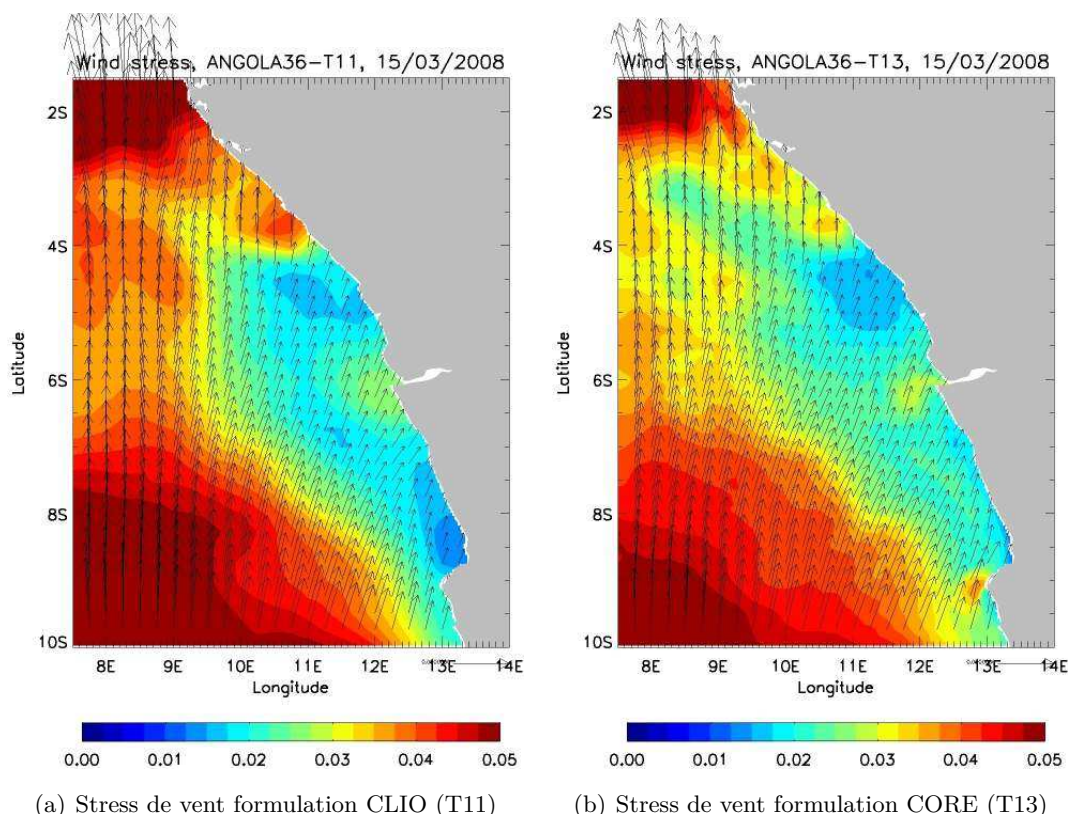


FIGURE 5.34 – Stress de vent moyen obtenu pour la journée du 15 Mars 2008. La formulation CLIO (a) utilise directement le stress du vent de l’ECMWF. La formulation CORE (b) recalcule le stress en comptabilisant la circulation océanique prévue.

modulé par les interactions avec la circulation côtière, la géostrophie et le forçage par le vent (voir série temporelle 5.15, page 221).

Les figures 5.35 présentent des cartes de sorties moyennées à 1h du modèle pour le jeu de simulations T20-T23 à la date du 15 mars 2008 à 12h. Cette date est située un mois après l’initialisation, assurant un ajustement des champs physiques à la technique d’introduction des fleuves évaluée. Les contours et le champ vectoriel représentent respectivement la salinité et la vitesse à la surface. Nous n’estimerons pas d’un point de vue quantitatif les modifications portant sur le champ de vitesse, cette estimation sera faite par la suite du point de vue des trajectoires prévues. Nous commenterons néanmoins les changements d’organisation spatiale. Rappelons que les effets du panache sur la vitesse moyenne ont été déjà commentés sur la base de la comparaison des simulations T00 et T03 (figure 5.7 page 211).

Pour la simulation T20, le champ de la salinité est proche de l’état moyen de mars déjà défini dans la section 5.2.1.1, page 209, à ceci près que la signature du panache a pratiquement disparue. Une signature d’eau relativement plus douce (d’une trentaine de psu) est néanmoins toujours visible dans le sillage des courants moyens orientés vers le nord-est, cette structure étant un résidu de l’état initial de PSY2 (même technique de représentation du panache que la simulation T21). Un front thermo-halin important et d’orientation sud-est/nord-ouest sépare les eaux salées du large et du sud (35 psu) aux

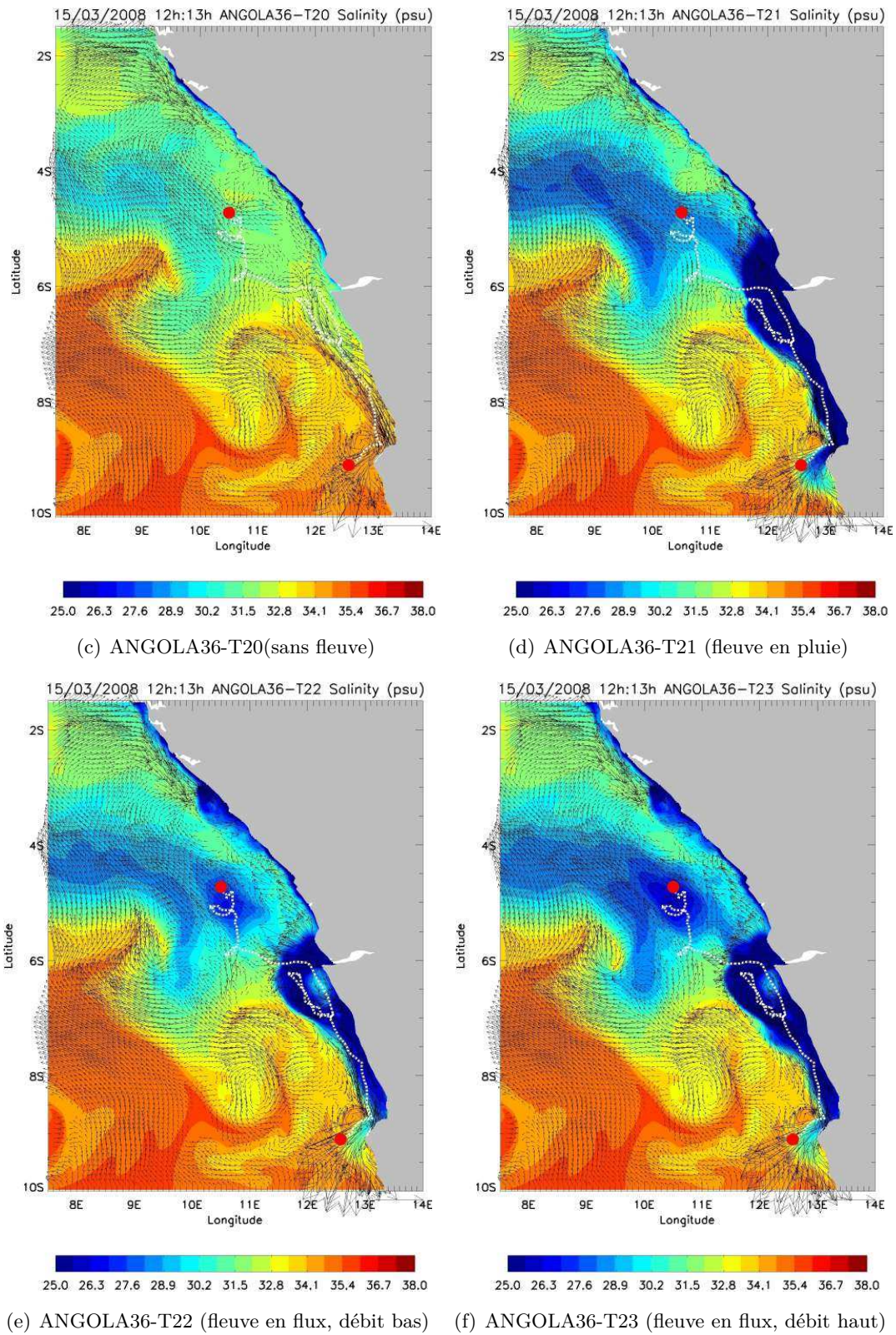


FIGURE 5.35 – Salinité de surface (contour) et structure du champ de vitesse de surface (vecteurs) modélisés pour le 15 mars 2008 à midi avec différentes méthodes d'introduction des fleuves.

eaux côtières plus douces du nord (32 psu).

La comparaison des simulations T20 et T21 permet d'apprécier l'impact du flux de flottabilité introduit sur la dynamique des courants de surface. À l'embouchure et à l'est de 11.5°E, l'introduction d'eau douce est marquée avec un confinement à la côte d'eaux d'une salinité inférieure à 25 psu. Au nord de l'embouchure, vers 5.5°S, la présence d'eau douce modifie considérablement le champ de vitesse un peu plus au large, avec des courants de densité puissants formés vers le nord-ouest, alors qu'il étaient plutôt faibles dans cette région et dirigés vers le sud-est à 6°S, et vers l'ouest un peu plus au nord. La structure présentant un minimum de salinité et d'axe moyen nord-ouest précédemment identifiée se trouve légèrement renforcée en eau douce (- 3.5 psu), de même que les courants impliqués le sont en intensité. À cette date, l'eau douce introduite à l'embouchure a visiblement été transportée le long de la côte par le passage des ondes côtières déjà identifiées (section 5.2.1.5 page 218). La langue d'eau douce ainsi formée s'étend jusqu'à au moins 9.5°S. Dans son sillage, de même qu'à la périphérie des fronts thermohalins, les courants sont clairement renforcés, mais peu modifiés en direction.

Les cartes des simulations T22 et T23 sont très proches l'une de l'autre. En comparaison à la simulation T21, le panache est ici infléchi vers le sud et recourbé. Il n'alimente plus la masse d'eau douce présente au nord-ouest. Le champ de vitesse près de l'embouchure est fortement modifié par l'introduction de vitesses zonales additionnelles au niveau de l'embouchure (par la technique des BDY). Celles-ci sont perceptibles jusqu'à au moins 11.5°E. Une bulle d'eau plus douce (30.2 psu) est formée par la courbure du panache. L'entraînement des eaux douces côtières vers le sud demeure pratiquement inchangé, avec une langue d'eau douce d'une dimension et d'une salinité similaire. La structure du champ de vitesse reste peu modifiée au large et en dehors de la bande de latitude 6.5°S-5.5°S. La simulation T23 a pour différence des valeurs plus douce en terme de salinité et une intensification du champ de vitesse dans la zone d'action du panache par rapport à la simulation T21.

Les cartes 5.36 montrent les trajectoires calculées à partir des champs de vitesses horaires issus de ces simulations et coloriées en fonction de l'erreur en distance commise par celles-ci. Ces cartes présentent les prévisions issues des deux bouées et sur une zone identifiée comme impactée par le panache d'un point de vue dynamique. Il s'est ainsi avéré que les modifications (échantillonnées par les bouées) sont très faibles au nord de 5.5°S. Pour repérer plus facilement le sens des dérives, les points d'initialisation sont marqués par un carré, alors que les tronçons de trajectoires prévues sont espacés toutes les 24h par un triangle.

Nous traiterons d'abord de la bouée 83281, les plus grosses erreur venant en effet de la représentation de sa bifurcation vers le sud. Des courants à priori irréalistes dirigés vers le nord vers 11.75°E et 6.25°S sont présents dans les simulations alors la bifurcation vers le sud intervient à cet endroit. Ces courants sont graduellement gommés des prévisions entre les simulations T20-T23. Le transport s'infléchit vers l'ouest par ajustement de densité pour la simulation T21 alors que le transport prévu par simulation T22 bifurque bien au sud, mais en s'inclinant vers l'ouest au lieu de l'est (les erreurs en distance sont alors fortes). La simulation T23 présente quant à elle une bifurcation comparable à l'observation

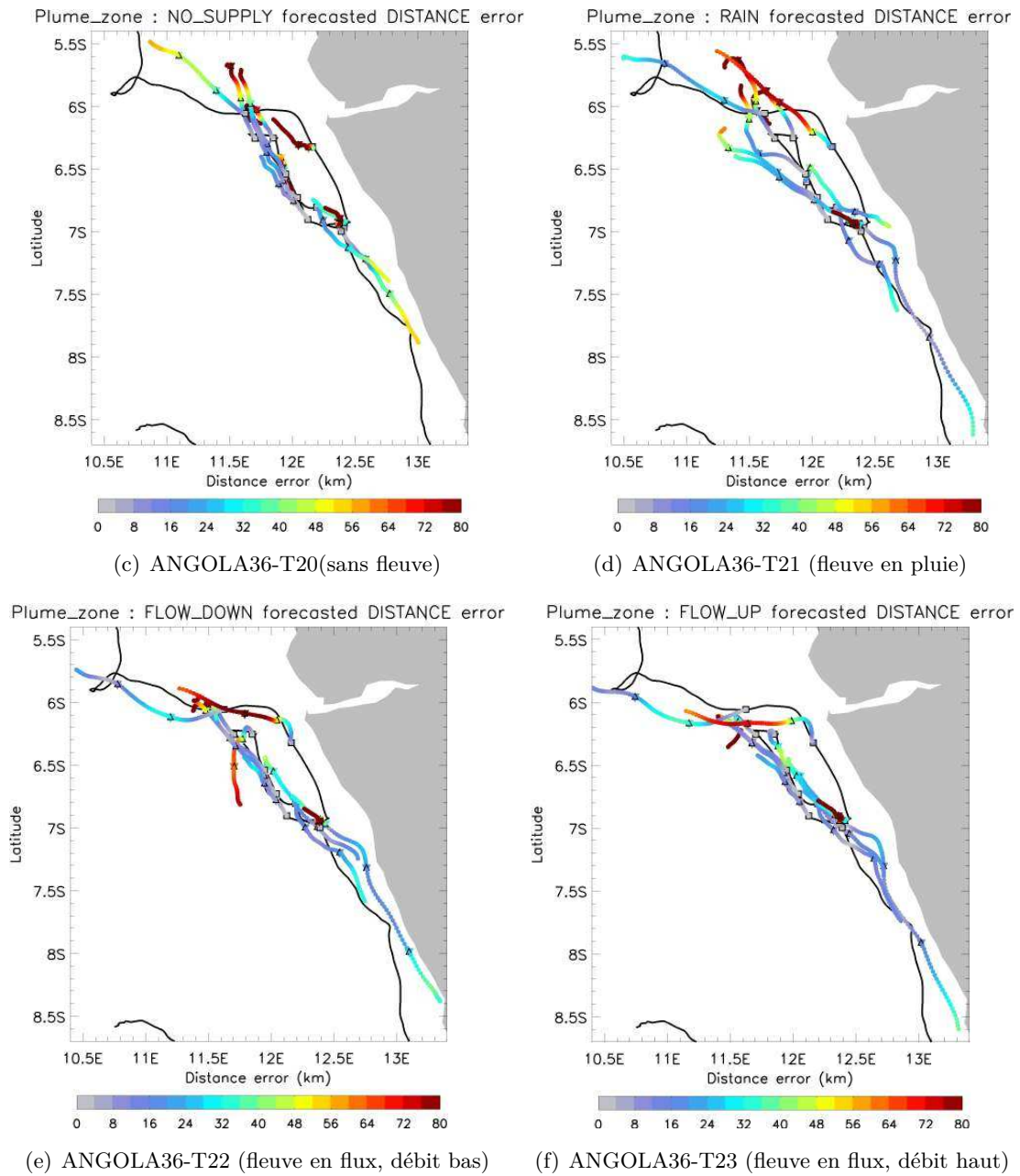


FIGURE 5.36 – Trajectoires modélisées à partir des différentes méthodes d'introduction des fleuves et coloriées en fonction de l'erreur en distance.

à cet endroit.

Le transport le long de la côte n'est pas assez fort pour la simulation T20, avec des erreurs de l'ordre de 50 km au bout de trois jours. Ce score s'améliore considérablement avec les simulations T21-T23 (< à 40 km au bout de trois jours), les distances parcourues étant plus conséquentes et en accord avec l'observation.

Concernant le transport direct par le flux du Congo, il convient de se focaliser sur les prévisions de la bouées nord démarrant au plus proche de l'embouchure. Pour la première, démarrant à (12.2°E, 6.7°S), les courants de la simulation T20 ne sont ni assez rapides, ni assez infléchis au nord. Les courants T21 offrent une trajectoire plus allongée (donc plus rapide), mais l'inflexion vers l'ouest devant l'embouchure, induit sans doute par le déversement fluvial, est absent. La trajectoire prévue par les courants T22 est la plus convaincante, même si les erreurs semblent en moyenne plus fortes que la simulation T23.

La seconde prévision impactée directement par le flux du Congo démarre à (11.7°E, 6.1°S). D'un point de vue qualitatif, la meilleure trajectoire est celle réalisée par la simulation T21, la direction et l'erreur en distance restant relativement très correctes tout au long de la trajectoire (< 30km). La prévision T20 est la plus mauvaise avec une rotation cyclonique vers le sud, les prévisions T22 et T23 sont correctes, mais semblent cette fois-ci un peu trop contraintes par la décharge vers l'ouest.

La figure 5.37 présente les scores en distance obtenus pour l'ensemble des prévisions lancées dans cette boîte. Il apparaît très clairement que les simulations T20-23 sont de qualité croissante (erreur moyenne à trois jour de 85 km pour T20, 73 km pour T21, 60 km pour T22, 48 km pour T23). En particulier, le bénéfice d'inclure le fleuve par de la pluviométrie est significatif en moyenne dès 24 h, alors que le bénéfice de l'inclure par des frontière ouverte le devient à partir de 8 h. La réponse des erreurs aux variations de débit se sont révélés comme étant importante, le gain relatif étant presque équivalent au changement de méthode.

Nous avons vu que la bifurcation sud de la bouée coïncide avec l'arrivée d'une onde côtière reproduite dans le modèle, mais mal phasée avec le transport observé. De même, le transport côtier le long de la côte est également conditionné par le panache du Congo : le panache peut s'accoler à la côte lorsque les ondes côtières s'écoulent et le flux correspondant s'additionner à celles-ci. Cette étude suggère qu'une représentation plus réaliste du panache, en terme de méthode mais également de débit, est nécessaire pour reproduire correctement la distribution spatiale des vitesses engendrées lors de tels phénomènes. Il est à noter que la remontée vers le nord initiale de la bouée Sud est correctement modélisée pour les simulations T20, T22 et T23. Elle diverge par contre beaucoup trop vers l'ouest pour la simulation T21, sans doute en lien avec une distribution spatiale trop importante du flux de densité par la méthode des précipitations.

5.5.4.1 Les conclusions sur les tests de sensibilité en Angola

Il n'est pas aisé de bien comprendre ce qui est nécessaire à l'obtention d'une dérive réaliste sur ce cas d'étude angolais. Même sur les paramétrisations ou les conditions de

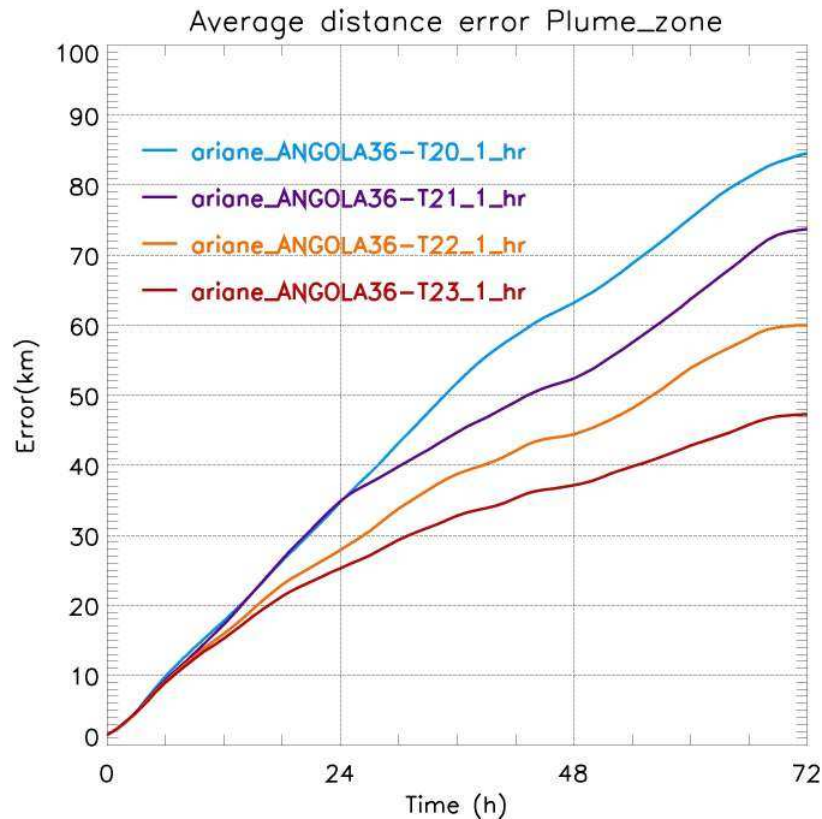


FIGURE 5.37 – Synthèse des scores de trajectoires en distance pour les simulations portant sur la modélisation du Congo.

modélisation ayant montrés les scores moyens les plus avantageux, il est difficile lorsque l'on regarde les trajectoires de mettre en avant un bénéfice qui serait systématique. Les sources des erreurs les plus importantes ne semblent pas avoir été déterminées avec précision, puisque l'améliorabilité reste limitée sur les tests choisis.

Le formalisme utilisé pour le calcul du stress du vent et la représentation du panache ont été des tests sensibles, mais n'ont pas montré de manière franche une amélioration notable de la physique. La complexité des interactions existantes entre les différents processus côtier limitent sans doute les tests effectués.

Il a été en revanche mis en évidence que la qualité des frontières ouvertes est importante dans cette région fortement soumise à des phénomènes ondulatoires impactant la circulation. Ceux-ci posent un problème de représentativité et de conservation des flux d'énergies. En particulier, la circulation de toute la partie la nord du domaine d'étude semble mal modélisée et peut être anormalement énergétique.

L'impact local du panache du Congo, ainsi que les vitesses engendrées ont été étudiés en terme de courants de densité et de flux direct lié à la décharge. Moins la représentation du panache est physique, avec par exemple une paramétrisation de type "pluie", moins les scores de dérives sont élevés.

En situation de vent faible, le stress du vent calculé par la formulation CORE, qui prend en compte la rétroaction du courant de surface sur les flux atmosphérique, a montré un apport certain. L'impact de l'ajout de la dérive de Stokes et d'un entraînement des bouées

par le vent (avec une méthodologie similaire à la section 4.6.2, page 184 du chapitre 4) a également été évalué. Les résultats ne sont pas présentés, puisque le gain n'est que de 6 km pour 3 jours de dérive par rapport à une erreur de l'ordre de plus de 60 km, le meilleur score étant obtenu par le rajout des vitesses de Stokes WWW3 et d'un windage de 3%.

Chapitre 6

Conclusion

6.1 Résumé et discussion des résultats

Cette thèse s'est intéressée à la modélisation des vitesses dans la couche de surface océanique, et en particulier à la détermination et à la représentation des processus océaniques clés y impactant le transport. Prévoir la trajectoire d'un objet à la surface de l'océan est un exercice délicat à cause de processus d'interaction avec l'atmosphère complexes et d'une turbulence souvent présente.

Les trajectoires de quelques bouées dérivantes suivies par satellite forment notre jeu de donnée d'étude principal en vue d'applications lagrangiennes. Le cœur de ce travail a été de les reproduire à l'aide de modèles numériques utilisés en opérationnel, et d'évaluer différentes approches de modélisation pour la prévision des courants utilisés, cette appréciation se faisant sur la base du réalisme des prévisions lagrangiennes par rapport aux observations.

Des configurations régionales à haute résolution ($1/12^\circ$ et $1/36^\circ$) ont été développées à partir du code d'océan NEMO. Celles-ci ont permis de générer différentes simulations océaniques relatives à des tests de sensibilité et susceptibles d'être utilisées sur ces régions et périodes. Les différentes simulations produites diffèrent de par leur résolution horizontale, leurs paramétrisations des forçages ou leurs options de modélisation pour les processus physiques rencontrés par les bouées. Les échelles de prévisions ciblées vont de quelques heures à trois jours de transport, des échéances typiquement utiles en cas de crises.

Le calcul des trajectoires à partir des courants prévus est effectué à l'aide de deux modèles de super-particules lagrangien. Le logiciel Ariane (B. Blanke, 1997) utilise directement les courants de surface produits pour calculer les transports, alors que le modèle d'hydrocarbure Mothy (Météo-France) n'en utilise qu'une extraction en profondeur afin de compléter sa modélisation de l'océan, estimée en réponse aux variations du vent et de la pression.

Les principaux mécanismes produisant des vitesses dans la couche de surface, et par de là même importants pour la dérive océanique, ont été mis en évidence.

Sous un aspect général, les courants moyens et la composante basse fréquence des vitesses peuvent être ramenée à la circulation océanique générale ainsi qu'à sa variabilité saisonnière. C'est par exemple le cas des courants de grande échelle en Méditerranée.

À cet état moyen se superpose une partie haute fréquence liée à des processus internes et locaux, ainsi qu'à des échanges rapides avec le forçage extérieur de surface (l'atmosphère), en particulier en terme de moment. Le stress causé par la différence de vitesse entre l'air et l'eau est ainsi un agent de modulation important. Il génère directement des vitesses océaniques par mécanisme d'entraînement, mais produit également de la turbulence verticale. L'action du mélange vertical est de diffuser la quantité de mouvement, ce qui modifie profondément le profil de vitesse dans la couche mélangée. Lorsque le vent souffle sur l'océan durant un temps suffisant, des vagues sont produites. Leur propagation induit une contribution propre au transport, sous la forme de courants de Stokes. Lorsqu'elles déferlent, elles relâchent l'énergie potentielle qu'elles transportent et produisent à nouveau du mélange de surface (jusqu'à une profondeur de l'ordre de leur hauteur significative).

Sur l'horizontale, une part conséquente de la variabilité est en lien aux courants transitoires de petite échelle. Ceux-ci peuvent avoir une signature de nature inertielle, oscillatoire ou d'origine turbulente. Les zones frontales et les processus d'instabilités donnent ainsi naissance aux tourbillons et méandres, qui sont des mécanismes de piégeage, de dispersion et d'entraînement majeurs pour des particules en suspension. Les panaches fluviaux ont une contribution propre au champ de vitesse près des côtes, tout d'abord très localement au travers de leur débit, mais aussi plus au large, par les vitesses induites par la modification du champ de densité et des flux de flottabilité. Les courants résiduels de marée peuvent également être non négligeables sous certaines conditions locales (interaction de la marée avec la topographie de fond par exemple).

Afin d'évaluer les performances lagrangiennes des modèles sur nos cas d'étude, un jeu d'outils diagnostiques spécifique a été mis en place. Ceux-ci permettent de valider les différentes approches possibles, mais également de déterminer les incertitudes de position correspondantes en cas de crise, ce qui est une donnée pratique pour le choix des méthodes. Ces outils peuvent être séparés en deux catégories :

- Évaluation des écarts en vitesse (azimut, module) par l'utilisation de statistiques eulériennes, basés sur des équivalents-modèles aux positions co-localisées des observations ;
- Scores de prévision lagrangiens, sous des aspects d'erreur ponctuelle en termes de distance, de vitesse et de direction au cours du temps.

La robustesse de ces diagnostics dépend du nombre d'observations utilisé pour les calculs statistiques. Pour nos cas d'étude, il s'agit sans doute d'un facteur limitant en regard du nombre de trajectoires étudiées. 155 simulations de dérive de trois jours ont été lancées pour la Méditerranée contre 66 pour l'expérience en Angola.

Nous allons tout d'abord faire ressortir les points saillants des expériences menées sur chacune des zones, avant de finir sur quelques commentaires de portée générale.

Pour le cas méditerranéen, les simulations de référence ont montré une reproduction réaliste de la physique et de la circulation générale connue de la zone. Les principaux courants de bords tels que le LPC et l'AC sont reconnaissables avec des caractéristiques propres à la saison. L'utilisation de la haute résolution ($1/36^\circ$) apporte un gain notable en terme de production énergétique tourbillonnaire et turbulente, en particulier sur le plateau du GoL, en mer Ligure, ainsi qu'en mer des Baléares, où des trajectoires cycloïdes relatifs à des tourbillons sont observées.

Le cas d'étude se produisant au début de l'hiver, les vents hivernaux sont une contrainte majeure pour les couches de surface, comme le montre la bascule des bouées vers le sud survenue le 19 octobre 2007, en lien avec un fort épisode de Mistral. Les co-localisations eulériennes des trajectoires à partir des courants de surface prévus (par les configurations régionales MEDWEST), puis les prévisions de dérive en elles même, ont montré en moyenne des biais de vitesse importants qui s'identifient au champ de vent (biais angulaire moyenne de 20° à gauche du courant le long de la pente et biais en intensité). Le jeu de forçage atmosphérique du CEP a été validé ponctuellement sur des séries de mouillages disponibles

et il semble y avoir peu d'incertitude sur la qualité de ce forçage en terme de phasage et d'intensité, hormis peut-être le long des côtes catalanes de par la résolution spatiale du forçage utilisé ($1/4^\circ$).

Si les trajectoires présentes le long de la pente sont moins soumises au champ de vent, car protégées par les massifs montagneux (Pyrénées et Alpes), ce n'est pas le cas des segments localisés en face du GoL et des trajectoires situées plus au large. Pour la partie des bouées n'ayant pas dérivé vers le plein océan, le mécanisme de transport dominant est la circulation semi-permanente, en particulier le courant LPC, est. Pour ces trajectoires, les prévisions à l'aide des courants de surface prévus par les configurations régionales MEDWEST sont correctes, là où la modélisation de MOTHY est n'est pas suffisante. L'utilisation des courants de NEMO en Background de MOTHY permet d'améliorer notablement ces résultats (de l'ordre de 30 %).

Pour les situations plus au large, il a été montré qu'un composite de modélisation (MOTHY + NEMO en Background ou courants de surface de NEMO + courant de Stokes et windage), représentatif d'une dynamique ambiante (circulation océanique) et spécifique (haute fréquence en réponse au vent), est nécessaire afin de modéliser des trajectoires réalistes.

Les processus tourbillonnaires n'ont en revanche pas pu être modélisés avec suffisamment de réalisme pour reproduire les trajectoires cycloïdes observées en mer Catalane. L'utilisation du modèle MEDWEST dans sa version $1/36^\circ$ a permis la génération de structures d'échelles similaires, mais leur positionnement et la chronologie de leur apparition manquait de justesse.

D'une manière générale, les expériences de dérive en Méditerranée ont montré une sensibilité limitée aux différents tests. Une diminution relativement importante de l'erreur a été obtenue par l'utilisation du schéma de mélange vertical TKE. Ce schéma ne représente pas les instabilités convectives de manière implicite, et les profils de vitesses alors obtenus se rapprochent par leurs aspects à ceux calculés par MOTHY. Des tests ont également été réalisés sur le réglage de la paramétrisation du mélange provoqué par le déferlement des vagues. L'impact sur les scores de dérive de notre expérience reste au final faible, même si les profils de vitesses sont modifiés de manière assez significative pour certaines extractions.

Pour la zone Angola, la validité physique des sorties océaniques produites est plus difficile à analyser qu'en Méditerranée à cause d'éléments bibliographiques peu présents à l'échelle régionale. Certaines caractéristiques dynamiques semblent reproduites, comme le mécanisme d'ondes piégées à la côte, et l'interaction de ces dernières avec le panache du Congo et la circulation environnante. La circulation prévue est particulièrement énergétique et variable d'un jour à l'autre, en particulier au nord du domaine, là où les scores eulériens ou lagrangiens sont les moins bons. Notamment, les modélisations régionales ont montré des circulations beaucoup plus énergétiques que les systèmes opérationnels, peut être en lien avec une mauvaise représentation des échanges énergétiques aux frontières ouvertes.

Des incertitudes importantes sur la qualité du champ de vent utilisé en forçage demeurent. Celles-ci ont été mises en évidence par des corrélations assez faibles à des relevés de stations de mesures disponibles (deux). Des rotations de vents (et des courants) avec un impact certains sur la trajectoire des bouées ont néanmoins pu être mis en évidence, ceux-ci étant vraisemblablement en lien avec des oscillations d'inertie.

Pour les prévisions de dérive, les distances de séparation sont beaucoup plus fortes qu'en Méditerranée pour des temps de transport équivalents (60 km pour trois jours d'intégration, alors qu'elles étaient de l'ordre de 30 km en Méditerranée). Les simulations de référence ont du mal à générer les trajectoires observées, particulièrement au nord du domaine où sont présentes des recirculations à priori irréalistes.

Même si le transport par le courant côtier dans la moitié sud du domaine est modélisé de manière satisfaisante, il n'a pas été possible de déterminer avec précision ce qui fait défaut aux simulations en Angola pour une amélioration significative. Même sur les paramétrisations ayant montrées les scores moyens les plus avantageux, il semble toujours manquer un ou plusieurs processus importants. L'impact du panache fluvial du Congo a néanmoins été mis en évidence (courant de densité et flux direct lié à la décharge). Ainsi, moins la représentation du panache est élaborée et moins les trajectoires prévues sont correctes.

Pour leur impact sur les dérives, certains thèmes d'étude ressortent particulièrement de ce travail :

La physique verticale, ainsi que le choix et l'ajustement des modèles de mélange est un élément décisif pour l'estimation des vitesses dans la couche de mélange océanique. Comme illustration, le schéma de mélange vertical TKE (avec des paramètres standards) apparaît moins diffusif que le modèle $k - \epsilon$ utilisé comme référence dans nos simulations. Les vitesses de surface sont alors plus énergétiques, et les profils de vitesses calculés se rapprochent de la modélisation 1D de Mothy. Des tests ont été effectués sur la condition d'énergie turbulente à la surface qui intègre une prise en compte du déferlement des vagues. Cependant la modification des paramètres n'a pas abouti sur des prévisions de trajectoires suffisamment différentes pour être significatives, bien que les profils de vitesses soient modifiés.

La force du modèle Mothy réside dans la détermination d'un profil de courant particulièrement cisailé dans le premier mètre de l'océan. Cette physique est apte à reproduire de manière globale les contraintes directes ou indirectes du vent sur la dérive des objets à la surface de l'océan (dérive d'Ekman, dérive de Stokes et windage). La réponse diagnostique de Mothy est un processus sans mémoire qui assure une réponse rapide lors de brefs épisodes de vent. Cette approche a montré de meilleurs résultats que d'utiliser le courant de NEMO seul. Dans nos configurations NEMO, la physique verticale est soumise à une certaine inertie, puisque l'entraînement est en compétition avec la stratification, le mélange et la circulation générale. La période typique de réponse au vent de nos simulations est de l'ordre de deux à trois jours. Une alternative intéressante a été d'ajouter les courants de Stokes prévus par le modèle WWW3 et une paramétrisation du windage. Cette approche

a permis une réduction drastique des erreurs en Méditerranée, mais n'a en revanche eu que peu d'impact en Angola, là où le vent est plus faible.

Les effets du vent sur les couches de surface sont complexes. Une problématique notable réside dans la séparation des divers processus ayant lieu au sein du continuum vent-vague-courant, en particulier les transports relatifs à la dérive de Stokes, à la réponse dynamique des couches de surface et à la prise au vent directe sur les parties émergées. Ainsi, le rajout des vitesses de Stokes associé à une paramétrisation de la prise au vent des bouées a montré une correction évidente sur le cas Méditerranée. En Angola, les effets du vent sont également importants à l'échelle des trajectoires. En particulier, la formulation du stress du vent prenant en compte les vitesses de surface océaniques (formulation CORE) a permis d'obtenir des trajectoires plus réalistes.

L'augmentation de la résolution horizontale permet un enrichissement de structures à méso-échelle. Pour les deux zones d'étude, le raffinement horizontal permet une estimation plus fine et détaillée des courants, ainsi qu'une meilleure conservation des fronts au niveau de la côte. Néanmoins, les prévisions de dérive impactées ne s'en sont pas retrouvées toujours améliorées. Les trajectoires évoluant le long de la pente, se sont vues corrigées en terme de distance parcourue par le biais de courants plus forts. Par contre, en zone turbulente, l'augmentation de la résolution catalyse également la problématique du passage de la petite échelle océanique, comme il l'a été clairement illustré en Méditerranée. Dans ce cas de figure, un modèle à plus basse résolution tendra à être un meilleur choix, car l'advection par le courant moyen est alors souvent plus fiable. Les prévisions réalisées en Angola au $1/36^\circ$ sont par contre plus convaincantes que leurs équivalents à plus basse résolution. Il est à noter que la taille des structures tourbillonnaires y est plus large d'un facteur 10 par rapport à la Méditerranée (environ 10 km pour la Méditerranée, 100 km pour l'Angola). Il semblerait que cette conclusion soit due à une meilleure physique des courants moyens ou à une rétroaction positive des petites échelles vers les grandes.

Enfin, la bonne représentation de processus locaux est primordiale. Un exemple est donné au travers de l'impact de la modélisation du panache du Congo sur les prévisions de dérive en Angola. La modélisation du fleuve par une frontière déstructurée a permis d'obtenir des trajectoires beaucoup plus réalistes que des approches moins précises consistant par exemple à augmenter la pluviométrie de surface ou à ne pas comptabiliser l'alimentation en eau douce à l'embouchure.

6.2 Perspectives

L'amélioration notable des prévisions à l'aide des vitesses de Stokes montre que les modèles de circulation générale seuls ne peuvent suffire à contraindre une dérive de surface correcte (au moins en situation d'épisode de vent fort). Si l'inclusion des forces que le vent exerce directement sur le matériel dérivant doit faire office d'une paramétrisation externe, il peut par contre être envisagé de mieux prendre en considération les interactions courant-vagues au sein des modèles de type NEMO. Les sorties de systèmes de prévision d'état de mer peuvent par exemple être utilisées pour contraindre la quantité de mouvement au

sein des modèles aux équations primitives (e.g [Tang et al., 2010 [142]]). Il est également possible d'introduire une condition limite supplémentaire au flux d'énergie cinétique turbulente pour la partie des vagues qui ne déferlent pas (e.g.[Huang et Qiao, 2010 [61]]). Certaines paramétrisations du mélange par les cellules de Langmuir [Kantha and Clayson, 2004 [68]] ont également été codées dans notre modèle d'océan, mais celles-ci n'ont pas été testées avec notre jeu de données. L'impact de ces modifications reste à déterminer. Ultimement, la mise en place de systèmes régionaux couplés océan-vague-atmosphère à haute résolution pourrait dans le futur mieux représenter les transitions d'énergie et les rétro-forçage existants entre ces trois composantes intimement liées.

Le mauvais positionnement de structures à petite échelle est une source d'erreur importante pour les modèles à haute résolution. L'assimilation de données à haute résolution et représentativité temporelle est un axe de travail clé pour mieux contraindre les dérives en zone turbulente. La mise en place de réseau d'observation à base de radar HF sur les zones les plus sensibles est une solution de choix [Molcard et al, 2009 [99]]. Un tel projet est d'ailleurs envisagé afin de mieux représenter les dérives au niveau du panache du Congo (Communication personnelle de Valérie Quiniou). L'assimilation de données lagrangiennes est également souvent citée. Lors de situations de pollution pétrolières, des bouées dérivantes sont parfois lâchées pour le suivi des nappes. L'incorporation de ces informations permettrait de contraindre le champ de vitesse à partir de structures observées [Castellari et al., 2001 [24] ; Taillandier et al., 2001 [141]].

Cette thèse met également l'accent sur le besoin de données de validation des modèles en zone sensibles. Disposer de profils de vitesse ou de turbulence mesurés (en laboratoire ou in-situ) permettrait également de calibrer plus finement les modèles de mélange vertical, ainsi que d'offrir une meilleure compréhension des processus.

Pour nos deux cas d'étude, il a été prouvé l'avantage à utiliser des configurations régionales dédiées et tirant parti de sorties opérationnelles analysées aux frontières et à l'initialisation. Une stratégie de déploiement rapide de modèles régionaux légers et dotés d'une physique adéquate à un type de zone pourrait s'avérer bénéfique en situation de crise.

Les tests réalisés ne sont pas exhaustifs, mais concernent un ensemble assez large de paramètres ayant a priori leur importance pour la circulation de surface. Il reste néanmoins des paramètres ouverts du modèle sur lesquels nous n'avons pas travaillé, comme par exemple les autres constantes des schémas de mélange verticaux, la diffusion horizontale ou les schémas d'advection. L'utilisation d'un jeu de forçage atmosphérique à plus haute résolution, par exemple le système ALADIN de Météo France, permettrait également de s'assurer que l'on ne rate rien des structures de vent les plus fines, comme celles connues pour se produire en mer Catalane.

Les erreurs inhérentes aux forçages n'ont que peu été abordées dans ce travail. À ce propos, les méthodes ensemblistes permettent soit la compensation des erreurs de modélisation à partir d'approches combinatoires multi-modèles, soit l'élargissement du spectre des prévisions et la détermination de la distribution des prévisions les plus probables. Ce sont des thématiques très attrayantes pour les prévisions de dérive où les incertitudes sont

fortes [Rixen et al., 2004 [123]] et [Vandenbulcke et al., 2009 [152]]. Ces approches ont été légèrement traitées pendant la thèse sous la forme d’incertitude sur l’initialisation. Des prévisions avec des ensemencements massifs de particules (incertitude sur la position) ou des déphasages temporels des courants (incertitude sur le phasage temporel) ont été réalisées. La figure 6.1 montre par exemple une cartographie de la densité moyenne de particule obtenue pour une simulation unique de dérive d’une durée d’un mois pour le cas Angola, avec comme condition initiale plus de 100 000 particules initialisées dans un carré de 1° par 1° de côté et centré sur la position initiale des bouées. Les trajectoires déterministes modélisées uniquement avec deux particules censées représenter les bouées, avec les mêmes points et dates d’initialisation, sont visibles en jaune. Les résultats sont en effet très différents entre les trajectoires prévues possibles en perturbant la position initiale et les trajectoires déterministes, elles-mêmes assez différentes des trajectoires observées. Une des perspectives envisagée pour cette thématique est la génération de familles de vents perturbés (de manière réaliste) en vue d’obtenir un ensemble de courants représentatif des incertitudes sur ce forçage et de leur intégration en terme de prévisions lagrangiennes.

Enfin, des diagnostics lagrangiens tels que les *Finite Size Lyapunov Exponents* [D’Ovidio et al., 2004 [36]] et [Haza et al., 2010 [59]] permettent de mettre en évidence les zones de convergences/divergences et les circuits de piégeage du champ de vitesse à sub-méso échelle. Des cartes d’exposants de Lyapunov construits sur des données altimétriques ou de modèle pourraient fournir une aide précieuse au prévisionniste dans son expertise.

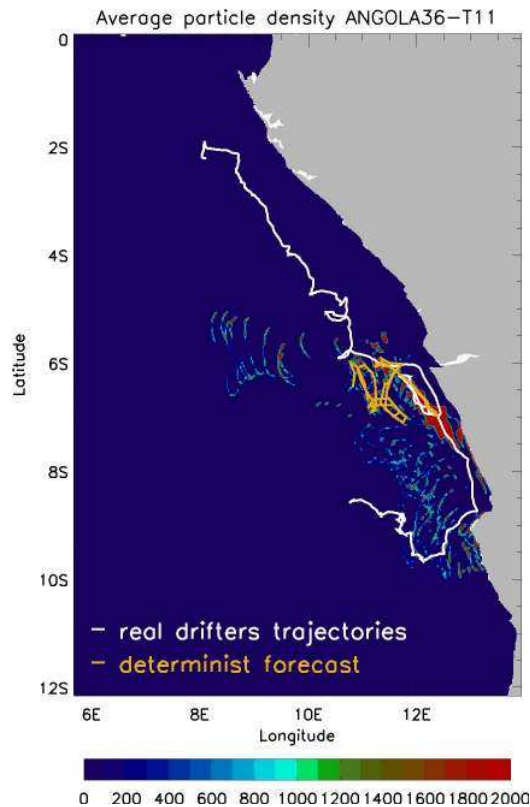


FIGURE 6.1 – Densité de particules intégrée (nombre de particules par maille) sur 1 mois en Angola pour une prévision de dérive unique. 196 000 particules ont été initialisées sur un carré de 1° de côté et centré sur les positions initiales des particules. Les trajectoires prévues de manière déterministe, c'est à dire en utilisant 1 particule pour chacune des bouées, sont visibles en jaune, alors que les trajectoires réelles empruntées sont en blanc.

Bibliographie

- [1] C. Albérola, C. Millot, and J. Font, *On the seasonal and mesoscale variabilities of the northern current during the primo-0 experiment in the western mediterranean sea*, Oceanologica Acta **18** (1995), no. 2, 163–192.
- [2] G. André, P. Garreau, and P. Fraunié, *Mesoscale slope current variability in the gulf of lions: interpretation of in situ measurements using a three dimensional model*, Continental Shelf Research **29** (2009), no. 2, 407–423.
- [3] A. Arakawa and V.R. Lamb, *Computational design and the basic dynamical processes of the ucla general circulation model*, Methods in Computational Physics **17** (1977).
- [4] F. Ardhuin, L. Marie, N. Rascle, P. Forget, and A. Roland, *Observation and estimation of lagrangian, stokes and eulerians currents induced by wind and waves at the sea surface*, J. Phys. Oceanogr. **39** (2009), 2820–2838.
- [5] F. Ardhuin, F.R. Martin-Lauzer, B. Chapron, P. Craneguy, F. Girard-Ardhuin, and T. Elfouhaily, *Dérive à la surface de l’océan sous l’effet des vagues*, C.R. Géoscience **366** (2004).
- [6] F. Auclair, C. Estournel, P. Marsaleix, and I. Pairaud, *On coastal ocean embedded modelling*, Geophys. Res. Lett. **33** (2006).
- [7] N. Babonneau, B. Savoye, M. Cremer, and M. Klein, *Morphology and architecture of the present canyon and channel system of the zaire deep-sea fan*, Marine and Petroleum Geology **19** (2002), 445–467.
- [8] B. Barnier, G. Madec, T. Penduff, J.M. Molines, A.M. Treguier, Le Sommer J., A. Beckmann, A. Biastoch, C. Boning, J. Dengg, C. Derval, E. Durand, S. Gulev, E. Remy, C. Talandier, S. Theetten, M. Maltrud, J. Mclean, and B. De Cuevas, *Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy permitting resolution.*, Ocean Dynamics **56** (2006), 543–567.
- [9] J. Beckers, *La méditerranée occidentale : de la modélisation mathématique à la simulation numérique*, Ph.D. Thesis, 1995.
- [10] G. Beg Paklar, N. Zagar, R. Vellore, D. Koracin, P.M. Poulain, M. Orlic, I. Vilibic, and V. Dacic, *Modeling the trajectories of satellite-tracked drifters in the adriatic sea during a summertime bora event*, J. Geophys. Res. **113** (2008).
- [11] M. Benzohra and C. Millot, *Characteristics and circulation of the surface and intermediate water masses off the algerian coast*, Deep Sea Res. **42** (1995a), 1803–1830.
- [12] B. Blanke and P. Delcluse, *Variability of the tropical atlantic ocean simulated by a general circulation model with two different mixed layer physics*, J. Phys. Oceano. **23** (1993), 1363–1388.
- [13] B. Blanke and S. Raynaud, *Kinematics of the pacific equatorial undercurrent: An eulerian and lagrangian approach from gcm results*, J. Phys. Oceanogr. **27** (1997), 038–1053.
- [14] S. Bonhommeau, B. Blanke, A.M. Tréguier, N. Grima, E. Rivot, E. Greiner, and O. Le Pape, *How fast can the european eel (anguilla anguilla) larvae cross the atlantic ocean?*, Fisheries Oceanography **18** (2009), 371–385.
- [15] B. Bourlès, *Rapport des travaux du programme egee/amma réalisés dans le cadre du soutien du gmmc 2004-2006*, IRD-IFREMER, 2004.

- [16] A.J. Boyd, J. Salat, and M. Maso, *The seasonal intrusion of relatively saline water on the shelf off northern and central namibia*, South African Journal of Marine Science **5** (1987), 107–120.
- [17] O. Breivik and A. Allen, *An operational search and rescue model for the norwegian sea and the north sea*, Journal of Marine Systems **69** (2008), 99–113.
- [18] H. Burchard, *Simulating the wave-enhanced layer under breaking surface waves with two-equation turbulence models*, J. Phys. Oceanogr. **31** (2001), 3133–3145.
- [19] J.P. Béthoux, B. Gentili, P. Morin, E. Nicolas, C. Pierre, and D. Ruiz-Pino, *The mediterranean sea: a miniature ocean for climatic and environmental studies and a key for the climatic functioning of the north atlantic*, Progress in Oceanography **44** (1999), 131–146.
- [20] V.M. Canuto, A. Howard, Y. Cheng, and M.S. Dubovikov, *Ocean turbulence. part i: One-point closure model-momentum and heat vertical diffusivities*, J. Phys. Oceanogr. **31** (2001), 1413–1426.
- [21] S. Carniel, M. Sclavo, L.H. Kantha, and C.A. Clayson, *Langmuir cells and mixing in the upper ocean*, Il Nuovo cimento **28** (2005), 33–54.
- [22] S. Carniel, J.C. Warner, J. Chiggiato, and M. Sclavo, *Investigating the impact of surface wave breaking on modeling the trajectories of drifters in the northern adriatic sea during a wind-storm event*, Ocean Modelling **30** (2009), 225–239.
- [23] P. Carracedo, S. Torres-López, M. Barreiro, P. Montero, C.F. Balseiro, E. Penabad, P.C. Leitaó, and V. Pérez-Muñuzuri, *Improvement of pollutant drift forecast system applied to the prestige oil spills in galicia coast (nw of spain): development of an operational system*, Marine Pollution Bulletin **53** (2006), 350–360.
- [24] S. Castellari, T.M. Ozgokmen, Griffa A., and Poulain P.M., *Prediction of particle trajectories in the adriatic sea using lagrangian data assimilation*, Journal of Marine Systems **24** (2001), 33–50.
- [25] H. Charnock, *Wind stress over a water surface*, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. **81** (1955), 639–640.
- [26] P. D. Craig and M.L. Banner, *Modeling wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer*, J. Phys. Oceanogr. **24** (1994), 2546–2559.
- [27] M. Crépon, L. Wald, and L.M. Monget, *Low-frequency waves in the ligurian sea during december 1977*, J. Geophys. Res. **87** (1982), no. C1, 595–600.
- [28] A. Dai and K.E. Trenberth, *Estimates of freshwater discharge from continents: Latitudinal and seasonal variations*, J. Hydrometeor **3** (2002), 660–687.
- [29] P. Daniel, *Mothy, modèle océanique de transport d’hydrocarbures*, Documentation Technique METEO-FRANCE, 2004.
- [30] P. Daniel, E. Comerma, and H. Ichikawa, *Marine pollution monitoring and prediction*, Godae final symposium , nice, france, 2006.
- [31] R.E. Davis, *Drifter observations of coastal currents during code. the method and descriptive view*, J. Geophys. Res. **90** (1985), 4741–4755.
- [32] C.A. Dias, *Note on the evidence of a permanent southward flow of the upper oceanic tropospheric waters off angola at 12°s*, Collection of Scientific Papers International Commission for the Southeast Atlantic Fisheries **10** (1983a), 99–102.
- [33] E. Dombrowsky, L. Bertino, G.B. Brassington, E.P. Chassignet, F. Davidson, H.E. Hurlburt, M. Kamachi, T. Lee, M.J. Martin, S. Mei, and M. Tonani., *Godae systems in operation*, Oceanography **22** (2009), 80–95.
- [34] M. Drévillon, E. Greiner, D. Paradis, C. Payan, J.M. Lellouche, G. Reffray, E. Durand, S. Law-Chune, and S. Cailleau, *A strategy for producing refined currents in the equatorial atlantic in the context of the search of the af447 wreckage*, Ocean Dynamics (submitted) (2011).
- [35] X. Durrieu de Madron, O. Radakovitch, S. Heussner, M.D. Loye-Pilot, and A. Monaco, *Role of the climatological and current variability on shelf-slope exchanges of particulate matter: Evidence from the rhône continental margin (nw mediterranean)*, Deep Sea Res. **46** (1999), 1513–1538.
- [36] F. D’Ovidio, V. Fernandez, E. Hernandez-Garcia, and C. Lopez, *Mixing structures in the mediterranean sea from finite-size lyapunov exponents*, Geophysical Research Letters **31** (2004).

- [37] G.D Egbert, A.F. Bennett, and M.G.G. Foreman, *Topex/poseidon tides estimated using a global inverse model*, J. Geophys. Res. **99** (1994), 24821–52482.
- [38] D. Eisma and A.J. Van Bennekom, *The zaire river and the zaire out flow in the atlantic ocean*, J. Sea Res. **12** (1978), 255–272.
- [39] V. W. Ekman, *On the influence of the earth's rotation on ocean currents*, Ark. Mat. Astr. Fys. **11** (1905).
- [40] A.J. Elliott, *A probabilistic description of the wind over liverpool bay with application to oil spill simulations*, Estuarine, coastal and shelf science **61** (2004), 569–581.
- [41] A.J. Elliott, N. Hurford, and C.J. Penn, *Shear diffusion and the spreading of oil slicks*, Mar. Pollut. Bull **17** (1986), 308–313.
- [42] C. Estournel, M. Auclair F.and Lux, C. Nguyen, and Marsaleix P., *'scale oriented' embedded modeling of the north-western mediterranean in the frame of mfstep*, Ocean Sci. **5** (2009), 73–90.
- [43] C. Estournel, X. Durrieu de Madron, P. Marsaleix, F. Auclair, C. Julliand, and R. Vehil, *Observation and modelisation of the winter coastal oceanic circulation in the gulf of lions under wind conditions influenced by the continental orography (fetch experiment)*, J. Geophys. Res **108** (2003), no. C3.
- [44] R. Feistel, E. Hagen, and K. Grant, *Climatic changes in the subtropical southeast atlantic : the st. helena island climate index (1893-1999)*, Progress in Oceanography **59** (2003), 321–337.
- [45] J. Fietcher, *Physical processes impacting passive particle dispersal in the upper florida keys*, Continental shelf research **28** (2008), 1261–1272.
- [46] M.M. Flexas, G.J.F. Van Heijst, G. Jordà, and A. Sánchez-Arcilla, *Numerical simulation of barotropic jets over a sloping bottom : Comparison to a laboratory model of the northern current*, J. Geophys. Res **109** (2004), no. C12039.
- [47] B. Galperin, L.H. Kantha, S. Hassid, and A. Rosati, *A quasi-equilibrium turbulent energy model for geophysical flows*, Journal of Atmospheric Science **45** (1988), 55–62.
- [48] P. Garreau, V. Garnier, and A. Schaeffer, *Eddy resolving modelling of the gulf of lions and catalan sea.*, Ocean Dynamics **61** (2011), no. 7, 991–1003.
- [49] J.C. Gascard and C. Richez, *Water masses and circulation in the western alboran sea and the strait of gibraltar*, Progress in Oceanography **15** (1985), 157–216.
- [50] J.P. Gaspar, Y. Grégoris, and J.M. Lefevre, *A simple eddy kinetic energy model for simulations of oceanic vertical mixing : Tests at station papa and long-term upper ocean study site*, J. Geophys. Res. **95** (1990), 16179–16193.
- [51] A. E. Gill, *Atmosphere-ocean dynamics*, Academic Press, 1982.
- [52] J.J. Gonzalez, L. Vinas, M.A. Franco, J Fumega, J.A. Soriano, G. Grueiro, S. Muniategui, P. Lopez-Mahia, D. Prada, J.M. Bayona, R. Alzaga, and J. Albaiges, *Spatial and temporal distribution of dissolved/dispersed aromatic hydrocarbons in seawater in the area affected by the prestige oil spill*, Marine Pollution Bulletin **53** (2006), 250–259.
- [53] H. Goosse, E. Deleersnijder, T. Fichefet, and M. England, *A global wave parameter database for geophysical applications. part 1: Wave-current-turbulence interaction parameters for the open ocean based on traditional parameterizations*, J. Geophys. Res **104** (1999), 681–695.
- [54] A.L. Gordon and K.T. Bosley, *1991: Cyclonic gyre in the tropical south atlantic*, Deep Sea Res. **38** (1991), 323–343.
- [55] A. Griffa, K. Owens, L. Piterbarg, and B. Rozovskii, *Estimates of turbulence parameters from lagrangian data using a stochastic particle model*, J. Mar. Res. **53** (1995), 371–401.
- [56] S. Grodsky, R. Lumpkin, and J. Carton, *Spurious trends in global surface drifter currents*, Geophys. Res. Letters **38** (2011).
- [57] C. Guiavarc'h, A. Treguier, and A. Vangriesheim, *Remotely forced biweekly deep oscillations on the continental slope of the gulf of guinea*, J. Geophys. Res. **113** (2008).
- [58] Y. Guichoux, *Calcul de la vitesse et de l'accélération d'une particule, comparaison de différents algorithmes d'optimisation et de lissage de données*, SHOM, 2003.

- [59] A. Haza, T. Özgökmen, A. Griffa, A. Molcard, P.M. Poulain, and G. Peggion, *Transport properties in small-scale coastal flows: relative dispersion from vhf radar measurements in the gulf of la spezia*, Ocean Dynamics **60** (2010), 861–882.
- [60] J. T. Holt and L. Umlauf, *Modelling the tidal mixing fronts and seasonal stratification of the northwest european continental shelf*, Continental Shelf Research **28** (2008), 887–903.
- [61] C. J. Huang and F. Qiao, *Wave turbulence interaction and its induced mixing in the upper ocean*, J. Geophys. Res **115** (2010).
- [62] J.C. Huang and F.C. Monastero, *Review of the state-of-the-art of oil spill simulation models*, Final report submitted to the american petroleum institute, raytheon ocean systems company, east providence, rhode island, 1982.
- [63] L. Hutchings, C.D. Van der Lingen, L.J. Shannon, R.J.M. Crawford, H.M.S. Verheye, C.H. Bartholomae, A.K. Van der Plas, D. Louw, A. Kreiner, M. Ostrowski, Q. Fidel, R.G. Barlow, T. Lamont, J. Coetzee, F. Shillington, J. Veitch, J.C. Currie, and P.M.S. Monteiro, *The benguela current: An ecosystem of four components*, Progress in Oceanography **83(1-4)** (2009), 15–32.
- [64] O. Johansen, *Particle in fluid model for simulation of oil drift and spread, part i:*, Oceanographic Center, Sintef (1985).
- [65] G. Jorda, E. Comerma, R. Bolaños, and M. Espino, *Impact of forcing errors in the camcat oil spill forecasting system. a sensitivity study*, Journal of Marine Systems **65** (2005), 134–157.
- [66] A. Jordi, M.I. Ferrer, G. Vizoso, A. Orfila, G. Basterretxea, B. Casas, A. Álvarez, D. Roig, B. Garau, M. Martínez, V. Fernández, A. Fornés, M. Ruiz, J.J Fornós, P. Balaguer, C.M Duarte, I. Rodríguez, E. Alvarez, R. Onken, and J. Tintoré, *Scientific management of mediterranean coastal zone: a hybrid ocean forecasting system for oil spill and search and rescue operations*, Marine Pollution Bulletin **53** (2006), 361–368.
- [67] S. Kako, A. Isobe, S. Yoshioka, P.H. Chang, T. Matsuno, S.H. Kim, and J.S Lee, *Technical issues in modeling surface-drifter behavior on the east china sea shelf*, Journal of Oceanography **66** (2010), 161–174.
- [68] L.H. Kantha and C.A. Clayson, *On the effect of surface gravity waves on mixing in the oceanic mixed layer*, Ocean Modell. **6** (2004), 101–124.
- [69] N. Kolodziejczyk, B. Bourlès, F. Marin, J. Grelet, and R. Chuchla, *Seasonal variability of the equatorial undercurrent at 10°w as inferred from recent in situ observations*, J. Geophys. Res. **114** (2009).
- [70] K.A. Korotenko, M.J. Bowman, and D.E. Dietrich, *High resolution numerical model for predicting the transport and dispersal of oil spilled in the black sea*, Terr. Atmos. Ocean. Sci. **21** (2010), 123–13.
- [71] E.L. Kosarev and E. Pantos, *Optimal smoothing of noisy data by fast fourier transform*, J. Phys. E.: Sci. Instrum. **16** (1983), 537–543.
- [72] H. Lacombe, D. Auroux, and M. Masmoudi, *Image processing by topological asymptotic expansion*, J. Math. Imaging Vision **33** (2009), no. 2, 122–134.
- [73] H. Lacombe and C. Richez, *Regime of the strait of gibraltar and of its east and west approaches*, Hydrodynamics of semi-enclosed seas (1982), 13–73.
- [74] F. Lanoix, *Project alboran. etude hydrologique et dynamique de la mer d'alboran*, 1974.
- [75] A. Lapouyade and X. Durrieu de Madron, *Seasonal variability of the advective transport of particulate matter and organic carbon in the gulf of lion (nw mediterranean)*, Oceanologica Acta **24(3)** (2001), 295–312.
- [76] W. G. Large and S. Yeager, *Diurnal to decadal global forcing for ocean and seaice models : the data sets and flux climatologies*, NCAR Technical Note, NCAR/TN-460+STR, CGD Division of the National Center for Atmospheric Research, 2004.
- [77] H.U. Lass, M. Schmidt, V. Mohrholz, and G. Nausch, *Hydrographic and current measurements in the area of the angola-benguela front*, Journal of Physical Oceanography **30** (2000), 2589–2609.

- [78] S. Law Chune, Y. Drillet, P. Daniel, and P. De Mey, *Forcing an oil spill drift model with high resolution mercator ocean forecasting system in the mediterranean sea*, Godae final symposium, nice, france, 2008.
- [79] J. Le Vourch, C. Millot, N. Castagné, P. Le Borgne, and J.P. Olry, *Atlas des fronts thermiques en mer méditerranée d'après l'imagerie satellitaire*, Ph.D. Thesis, 1992.
- [80] E. Limeburner, *Lagrangian flow observation in the amazon river discharge into the north atlantic*, J. Geophys. Res. **100** (1995), 2401–2415.
- [81] Y. Liu and J. Weisberg, *Evaluation of trajectory modeling in different dynamic regions using normalized cumulative lagrangian separation*, J. Geophys. Res. **116** (2011).
- [82] R. Lopez and J.P. Malardé, *Improving argos doppler location using kalman filtrering*, Collecte Localisation Satellites, 2011.
- [83] B. K. Lynge, J. Berntsen, and B. Gjevik, *Numerical studies of dispersion due to tidal flow through moskstraumen, northern norway*, Ocean Dynamics **60** (2010), 1025–1041.
- [84] M.J. López Garcíá, C. Millot, J. Font, and E. García-Ladona, *Surface circulation variability in the balearic basin*, J. Geophys. Res. **99** (1994), 3285–3296.
- [85] G. Madec, *Nemo ocean engin*, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), France, 2008.
- [86] O.S. Madsen, *A realistic model of the wind-induced ekman boundary layer*, J. Geophys. Oceanogr. **7** (1977), 248–255.
- [87] C. Maraldi, J. Chanut, B. Levier, G. Reffray, N. Ayoub, P. De Mey, F. Lyard, S. Cailleau, M. Drévillon, E. A. Fanjul, M. G. Sotillo, P. Marsaleix, and the Mercator Team, *Nemo on the shelf: assessment of the iberia-biscay-ireland configuration*, Ocean Science Discussion **9** (2012), 499–583.
- [88] E. Mauri and P.M. Poulain, *Wind effects on drogued and undrogued drifters in the eastern mediterranean*, J. Atmos. Oceanic Technol. **26** (2004), 1144–1156.
- [89] P.A. Mazeika, *Thermal domes in the eastern atlantic ocean. limnology and oceanography*, Limnology and Oceanography **12** (1967), 537–539.
- [90] J. McDougall Trevor, *Neutral surfaces*, J. Phys. Oceanogr. **17** (1987), 1950–1964.
- [91] G. Mellor and A. Blumber, *Wave breaking and ocean surface layer thermal response*, J. Phys. Oceanogr. **34** (2004), 693–698.
- [92] G.L. Mellor and T. Yamada, *Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems*, Geophys. Space Phys. **20** (1982), 851–875.
- [93] C. Millot, *Some features of the algerian current*, J. Geophys. Res. **90** (1985), no. C4, 7169–7176.
- [94] ———, *The circulation of the levantine intermediate water in the algerian basin*, J. Geophys. Res. **92** (1987), no. C8, 8265–8276.
- [95] C. Millot, *Mesoscale and seasonal variabilities of the circulation in the western mediterranean*, Dynamics of Atmospheres and Oceans **15** (1991), 179–214.
- [96] C. Millot, *Circulation in the western mediterranean sea*, Journal of Marine System **20** (1999), no. 1-4, 423–442.
- [97] C. Millot, I. Taupier-letage, and N. Hamad, *A new hypothesis about the surface circulation in the eastern basin of the mediterranean sea*, Progress in Oceanogr (2005), 287–298.
- [98] C. Millot and L. Wald, *The effect of mistral wind on the ligurian current near provence*, Oceanologica Acta **3** (1980), 399–402.
- [99] A. Molcard, P.M. Poulain, P. Forget, A. Griffa, Y. Barbin, J. Gaggelli, J.C. De Maistre, and M. Rixen, *Comparison between vhf radar observations and data from drifter clusters in the gulf of la spezia (mediterranean sea)*, J. Marine Systems **78** (2009), 79–89.
- [100] R.L. Molinari, *Observations of eastward currents in the tropical south atlantic ocean: 1978-1980*, J. Geophys. Res. **87** (1982), 9707–9714.
- [101] S. Monserrat, J.L. López-Jurado, and M. Marcos, *A mesoscale index to describe the regional circulation around the balearic islands*, Journal of Marine Systems **71** (2007), 413–420.

- [102] K.V. Moroskin, V.A. Bubnov, and R.P. Bulatov, *Water circulation in the eastern south atlantic ocean*, *Oceanology* **10** (1987), 27–34.
- [103] J.N. Nielsen, *Hydrography of the mediterranean and adjacent waters*, Report on the Danish oceanographical expedition 1908-1910, Copenhagen, 1912.
- [104] P.P. Niiler and J.D. Paduan, *Wind-driven motions in the northeast pacific as measured by lagrangian drifters*, *Journal of Physical Oceanography* **25** (1995), 2819–2830.
- [105] L. Ning, M. Zhihua, and Z. Qinghe, *The impact of physical processes on pollutant transport in hangzhou bay*, *Chinese Journal of Oceanology and Limnology* **27** (2010), 266–276.
- [106] K.I. Ohshima, *Particle tracking experiments on a model of the okhotsk sea: Toward oil spill simulation*, *Journal of Oceanography* **64** (2008), 103–114.
- [107] Y. Okumura and S.P. Xie, *Interaction of the atlantic equatorial cold tongue and african monsoon*, *J. Climate*, submitted (2004).
- [108] A. Pascual, B. Buongiorno-Nardelli, G. Larnicol, M. Emelianov, and D. Gomis, *Acase of an intense anticyclonic eddy in the balearic sea (western mediterranean)*, *J. Geophys. Res.* **107(C11)** (2002), 3183.
- [109] S.E. Pazan and P.P. Niiler, *Recovery of near-surface velocity from undrogued drifters*, *J. Atmos. Oceanic. Technol.* **18** (2001), 476–489.
- [110] A. Petrenko, *Variability of circulation features in the gulf of lion nw mediterranean sea. importance of inertial currents*, *Oceanologica Acta* **26** (2003), 323–338.
- [111] O. M. Phillips, *The sea surface*, Modelling and Prediction of the Upper Layers of The Ocean, E. B. Krauss, Ed., Pergamon, Unknown Month 229.
- [112] O.M. Phillips, *The dynamics of the upper ocean*, Cambridge University Press, London, 1977.
- [113] J. Picaut, *Propagation of the seasonal upwelling in the eastern equatorial atlantic*, *Journal of Physical Oceanography* **13** (1983), 18–37.
- [114] P. Picco, A. Cappelletti, S. Sparnocchia, M.E. Schiano, S. Pensieri, and R. Bozzano, *Upper layer current variability in the central ligurian sea*, *Ocean Sci.* **6** (2010), 825–836.
- [115] N. Pinardi and A. Navarra, *Baroclinic wind adjustment processes in the mediterranean sea*, *Deep Sea Research II* **6** (1993), 1299–1326.
- [116] J. M. Pinot, J. Tintoré, and D. Gomis, *Quasi-synoptic mesoscale variability in the balearic sea*, *Deep-Sea Research* **41** (1994), 897–914.
- [117] Y.K. Poon and O.S. Madsen, *A two-layer wind-driven circulation model*, *J. Geophys. Res.* **96** (1991), 2535–2549.
- [118] P.M. Poulain, R. Gerin, and E. Mauri, *Wind effects on drogued and undrogued drifters in the eastern mediterranean*, *J. Atmos. Oceanic Technol.* **26** (2009), 1144–1156.
- [119] J.M. Price, Z.G. Ji, M. Reed, C.F. Marshall, M.K Howard, N.L. Guinasso, W.R. Johnson, and G.B. Rainey, *Evaluation of an oil spill trajectory model using satellite-tracked, oil-spill-simulating drifters*, United States Minerals Management Service 381 Elden Street, MS 4041, Herndon, VA 20170-4817, USA, 2003.
- [120] N. Rascle, F. Ardhuin, P. Queffelec, and D. Croizé-Fillon, *A global wave parameter database for geophysical applications. part 1: Wave-current-turbulence interaction parameters for the open ocean based on traditional parameterizations*, *Ocean Modelling* **25** (2008), 154–171.
- [121] N. Rascle, F. Ardhuin, and A. Terray, *Drift and mixing under the ocean surface : A coherent one dimensional description with application to unstratified conditions*, *J. Geophys. Res.* **111** (2006).
- [122] G. Refray, *Modélisation du panache du Rhône et de sa région d’influence*, Ph.D. Thesis, 2004.
- [123] M. Rixen, E. Ferreira-Coelho, Signell, and P. Richard, *Surface drift prediction in the adriatic sea using hyper-ensemble statistics on atmospheric, ocean and wave models : uncertainties and probability distribution areas*, *Journal of Marine Systems* **69** (2007).
- [124] A.R. Robinson, M. Golnaraghi, W.G. Leslie, A. Artegiani, A. Hecht, E. Lazzoni, A. Michelato, Sansone E., A. Theocharis, and U. Unlüata, *The eastern mediterranean general circulation: features structure and variability*, *Dynamics of Atmospheres and Oceans* **15** (2001), 215–240.

- [125] A. Rubio, V. Taillandier, and P. Garreau, *Reconstruction of the mediterranean northern current variability and associated cross-shelf transport in the gulf of lions from satellite-tracked drifters and model outputs*, Journal of Marine Systems **78** (2009), S63–S78.
- [126] S. Sammari, C. Millot, and L. Prieur, *Aspects of the seasonal and mesoscale variabilities of the northern current in the western mediterranean sea inferred from prolog-2 and pros-6 experiments*, Deep Sea Res. **42** (1995), no. 6, 893–917.
- [127] F. Santiago-Mandujano and E. Firing, *Mixed-layer shear generated by wind stress in the central equatorial pacific*, J. Phys. Oceano. **20** (1990), 1576–1582.
- [128] B. Savoye, N. Babonneau, D. Dennielou, and M. Bez, *Geological overview of the angola-congo margin, the congo deep-sea fan and its submarine valleys*, Deep Sea Res. **23** (2009), 2169–2182.
- [129] R. Scott, *surface drifter trajectories in the equatorial pacifique : a multi-model ensemble approach* (in revision).
- [130] C. Sebastião and C. Guedes Soares, *Uncertainty in predictions of oil spill trajectories in open sea*, Ocean Engineering **34** (2004), 576–584.
- [131] ———, *Uncertainty in predictions of oil spill trajectories in a coastal zone*, Journal of Marine Systems **63** (2006), 257–269.
- [132] U. Send, J. Font, G. Krahmann, C. Millot, M. Rhein, and J. Tintore, *Recent advances in observing the physical oceanography of the western mediterranean sea*, Progress in Oceanography **44** (1999), 37–64.
- [133] J. Servain, I. Wainer, L.H. Ayina, and H. Roquet, *Relationship between the simulated climatic variability modes of the tropical atlantic*, Int. J. Climatol. **20** (2000), 939–953.
- [134] L. V. Shannon and G. Nelson, *The benguela: large scale features and processes and system variability, in the south atlantic: Present and past circulation*, Springer-Verlag, 1996.
- [135] J. Shukla and K. R. Saha, *Computation of non-divergent streamfunction and irrotational velocity potential from the observed winds*, Monthly Weather Review **102** (1974), 419–425.
- [136] I. Singsaas and P.S. Daling, *Meso-scale flume test for laboratory weathering of oil*, In: Proceedings of the 158th arctic and marine oil spill program technical seminar, environment canada, 1992.
- [137] E. Skillingstad and D. Denbo, *An ocean large-eddy simulation of langmuir circulations and convection in the surface mixed layer*, J. Geophys. Res. **100** (1995), 8501–8522.
- [138] R.H. Stewart, *Introduction to physical oceanography*, Self Edited, 2008.
- [139] L. Stramma and M. England, *On the water masses and mean circulation of the south atlantic ocean*, J. Geophys. Res. **104** (1999), 20863–20833.
- [140] L. Stramma and G. Siedler, *Seasonal changes in the north atlantic sub-tropical gyre*, J. Geophys. Res. **93** (1988), 8111–8118.
- [141] V. Taillandier, A. Griffa, and A. Molcard, *A variational approach for the reconstruction of regional scale eulerian velocity fields from lagrangian data*, J. Ocean Modelling **13** (2006).
- [142] C.L. Tang, W. Perrie, A.D. Jenkins, B.M. DeTrace, Y. Hu, B. Toulany, and P.C. Smith, *Observation and modeling of surface currents on the grand banks: A study of the wave effects on surface currents*, J. Geophys. Res. **112** (2010).
- [143] P. Tchernia, *Océanographie régionale, description physique des océans et des mers*, Centre d’étidtion et de documentation de l’ensta ed., France, 1978.
- [144] E. A. Terray, M.A. Donelan, Y.C. Agrawal, W.M. Drennan, K.K. Kahma, A.J. Williams, P.A. Hwang, and S.A. Kitaigorodskii, *Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves*, J. Phys. Oceanogr. **26** (1996), 792–807.
- [145] P. Testor, *Etude lagrangienne de circulations tourbillonnaires de submésos et mésoéchelle en mediterrannée occidentale sur la base d’observations et de simulations numériques : phénoménologie et interaction avec la circulation générale (2005)*, Ph.D. Thesis, 2005.
- [146] A.F. Thompson, J. Sheng, P.C. Smith, and L. Cong, *Prediction of surface currents and drifter trajectories on the inner scotian shelf*, J. Geophys. Res. **108** (2006), 3287.

-
- [147] J.D. Tintoré, P.E. La Violette, I. Blade, and A. Cruzado, *A study of an intense density front in the eastern alboran sea : the almeria-oran front*, J. Phys. Oceanogr. **18** (1988), 1384–139.
- [148] B. Tranchant, C.E. Testut, L. Renault, N. Ferry, E. Obligis, C. Boone, and G. Larnicol, *Data assimilation of simulated sss smos products in an ocean forecasting system*, Journal of operational Oceanography **2** (2008), 19–27.
- [149] D.T. Tsahalís, *Contingency planning for oil spills: Riverspill river simulation model*, Proc., 1979 oil spill con/, am. petr. inst., washington, d.c., 1979.
- [150] L. Umlauf and H. Burchard, *A generic length-scale equation for geophysical turbulence models*, Journal of Marine Research **61** (2003), 235–265.
- [151] E. Van Sebille, P.J. Van Leeuwen, A. Biastoch, C.N. Barron, and W.P. De Ruijter, *Lagrangian validation of numerical drifter trajectories using drifting buoys: Application to the agulhas system*, Ocean Modelling **29** (2009), 269–276.
- [152] L. Vandenbulcke, J.M. Beckers, F. Lenartz, A. Barth, P.M. Poulain, M. Aidonidis, J. Meyrat, F. Ardhuin, M. Tonani, C. Fratianni, L. Torrisi, D. Pallela, J. Chiggiato, M. Tudor, J. W. Book, P. Martin, G. Peggion, and M. Rixen, *Super-ensemble techniques: Application to surface drift prediction*, Progress in Oceanography **82** (2009), 149–167.
- [153] A. Vangriesheim, C. Pierre, A. Aminot, N. Metzl, F. Baurand, and J.C. Caprais, *The influence of congo river discharges in the surface and deep layers of the gulf of guinea*, Deep Sea Res. **56** (2009), no. 23, 2183–219.
- [154] S. Wacongne and B. Piton, *The near-surface circulation in the northeastern corner of the south atlantic ocean*, Deep Sea Res. **39** (1992), 1273–1298.
- [155] J. Wang and Y. Shen, *Modelling oil spills transportation in seas based on unstructured grid, finite-volume, wave-ocean model*, Ocean Modelling **35** (2010), 332–344.
- [156] J. Wu, *Wind-stress coefficients over sea surface from breeze to hurricane*, J. Geophys. Res. **87** (1982), 9704–9706.
- [157] M. Youssef and M. Spaulding, *Drift current under the action of wind and waves*, 16th arctic and marine oil spill program, technical seminar, 1993.

Auteur : Stéphane Law-Chune

Titre : Apport de l'océanographie opérationnelle à l'amélioration de la prévision de la dérive océanique dans le cadre d'opérations de recherche et de sauvetage en mer et de lutte contre les pollutions marines

Directeurs de Thèse : Yann Drillet, Pierre De Mey et Pierre Daniel

Lieu et date de soutenance : Toulouse, le 15 février 2012

Résumé : La plupart des opérations de secours en mer s'appuient aujourd'hui sur des prévisions numériques opérationnelles afin de coordonner les moyens d'action et de cibler les zones d'intervention prioritaires. Pour des cas de pollution marine ou pour la recherche d'objets dérivants, des modèles de trajectoire spécifiques existent et permettent d'élaborer des scénarii plus ou moins réalistes à partir de courants modélisés. La fiabilité de ces systèmes est en grande partie conditionnée par la qualité de ces courants prévus et utilisés.

Ce travail de thèse s'intéresse à la modélisation des processus océaniques qui modifient les propriétés advectives du courant, en particulier à proximité de la surface, où les vitesses sont les plus fortes, et où des structures de fine échelle liées aux interactions avec l'atmosphère et à des processus turbulents en complexifient l'estimation.

La méthodologie adoptée est la classique confrontation modèle-observation pour deux cas d'étude distincts, l'un en Méditerranée occidentale (hiver 2007) et l'autre en Atlantique Est-Équatorial près de l'embouchure du Congo (printemps 2008). À partir d'outils numériques dérivés de l'opérationnel, il est tenté de reproduire des trajectoires réelles de flotteurs de surface en réalisant diverses études de sensibilité.

Les prévisions de courant sont générées à partir de configurations régionales à haute résolution basées sur le code d'océan NEMO. Le logiciel Ariane (B. Blanke, 1997) utilise les propriétés de surface du courant, alors que le modèle d'hydrocarbure Mothy (Météo France) utilise une extraction en profondeur afin de compléter sa modélisation interne de l'océan en réponse aux changements rapides du forçage atmosphérique. Cette étude cible des échelles de prévisions de quelques heures à trois jours au maximum (échéance typique demandée en cas de crise). Les tests ciblent la résolution horizontale, l'impact des paramétrisations sur les forçages et la représentation des processus physiques, en particulier ceux rencontrés par les bouées, comme par exemple le panache du fleuve Congo en Angola.

Mots clés : Dérive océanique, dérive de nappe, lagrangien, systèmes opérationnels, bouées dérivantes, vitesse de surface, couche de mélange, MOTHY.

Discipline : Océanographie Physique

Mercator-Océan

Parc Technologique du Canal

8-10 rue Hermès - Batiment C

31520 Ramonville St Agne

France

Téléphone : +33 5 39 38 02